

**Untersuchungen zur Neutralisation  
eines energetischen  $H^-$  – Strahls  
in einem EZR–Plasmatarget**

**Inauguraldissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Justus–Liebig–Universität Gießen**

vorgelegt von

**Andreas Schönfeld**  
aus Dortmund

Institut für Atom- und Molekülphysik  
Gießen 2005



Dekan:

I. Berichterstatter:

II. Berichterstatter:

Prof. Dr. V. Metag

Prof. Dr. E. Salzborn

Prof. Dr. A. Müller

Tag der mündlichen Prüfung: 20.05.2005



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>3</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1. Kernfusion . . . . .	5
1.1.1. Methoden zur Plasmaheizung . . . . .	11
<b>2. Grundlagen</b>	<b>13</b>
2.1. Erzeugung von Neutralstrahlen . . . . .	13
2.2. Realisation eines Plasmataargets . . . . .	16
2.2.1. Simulation der Umladung . . . . .	26
<b>3. Experimentelles</b>	<b>33</b>
3.1. Grundidee des Experiments . . . . .	33
3.2. Experimenteller Aufbau . . . . .	34
3.2.1. Ionenerzeugung und Strahlführung . . . . .	34
3.2.2. Das Hochspannungsterminal . . . . .	37
3.2.3. Messung der Reaktionsprodukte . . . . .	40
3.2.4. Computergestützte Messwertaufnahme . . . . .	43
3.2.5. Bestimmung der Targetdicke . . . . .	44
<b>4. Messungen und Ergebnisse</b>	<b>49</b>
4.1. Transmission . . . . .	49
4.2. Durchgeführte Messungen . . . . .	50
4.2.1. Messung des Neutralteilchenstroms . . . . .	50
4.2.2. Messung der geladenen Strahlkomponenten . . . . .	52
<b>5. Resümee und Ausblick</b>	<b>61</b>
<b>A. Magnetfeldmessung</b>	<b>65</b>
<b>B. Simulation der Neutralisation</b>	<b>73</b>
B.1. Wirkungsquerschnitte . . . . .	73
B.2. Programm . . . . .	76

<b>C. Berichtigung des Bitfehlers</b>	<b>87</b>
C.1. Korrekturverfahren . . . . .	87
C.2. Korrekturprogramm . . . . .	87
<b>D. Mittelwerte der Messreihen</b>	<b>91</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>95</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>97</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>99</b>

# Zusammenfassung

Ziel der hier beschriebenen Arbeiten war es, die Neutralisation von negativen Wasserstoffionen ( $\text{H}^-$ ) in Gas und Plasma experimentell zu untersuchen. Dabei wurde erstmalig versucht, aus einem  $\text{H}^-$ -Ionenstrahl durch Umladung in einem Plasmatarget Neutralstrahlen zu erzeugen. Aufgrund von Rechnungen wurde erwartet, dass die Neutralisation in einem Plasmatarget deutlich effektiver ist als in einer Gaszelle.

Besteht das Target aus einem vollständig ionisierten Plasma sollten bei der optimalen Targetdicke – nahezu unabhängig von der Strahlenergie – gut 90% des Strahls neutralisiert werden. In einem Argon-Gastarget dagegen liegt der Wirkungsgrad nur bei etwa 46%, während in einem Wasserstofftarget noch immerhin 60% zu erzielen sind.

Als Plasmatarget wurde eine modifizierte 2,45 GHz-EZR-Ionenquelle verwendet. Genauer an das dieses Target angepasste Rechnungen zeigen, dass in dem verwendeten Aufbau nur ein Wirkungsgrad von etwa 52% bis 62% zu erwarten ist. Die Ursachen für diesen geringen Effekt sind sowohl in dem geringeren Ionisationsgrad des verwendeten Plasmatargets, als auch in seinem geometrischen Aufbau begründet. Da es in diesen ersten Untersuchungen jedoch nicht um das endgültige Design eines Plasmaneutralisierers, sondern lediglich um eine erste Überprüfung des Konzepts geht, stellt das keine Beeinträchtigung dar.

Im Verlauf der Untersuchungen waren diverse, in dieser Form nicht erwartete, Probleme zu lösen. So erwies sich z.B. die Transmission des Primärstrahls durch die Targetmagnetfelder als komplizierter als erwartet. Erst nach der Simulation des Strahlgangs im Magnetfeld des Targets war es möglich, die erforderlichen Anpassungen am Target vorzunehmen.

Es ist zwar nicht gelungen, alle experimentellen Schwierigkeiten im Rahmen dieser Arbeit zufriedenstellend zu lösen, die dazu angestellten Überlegungen, Berechnungen und Untersuchungen sind jedoch beschrieben.

Die durchgeführten Messungen zeigen – wie erwartet – einen Anstieg des Neutralisationswirkungsgrads im Plasmatarget, die beobachteten Effekte liegen aber nicht alle im Rahmen des Erwarteten. Leider waren die Gründe dafür jedoch nicht immer widerspruchsfrei zu klären.

Obwohl die mit der Targetkonstruktion verbundenen Schwierigkeiten die Frage aufwerfen, ob das EZR-Target eine geeignete Umsetzung für einen Plasmaneutralisierer darstellt, wird auch darauf eingegangen, wie diese Targetvariante weiter verbessert

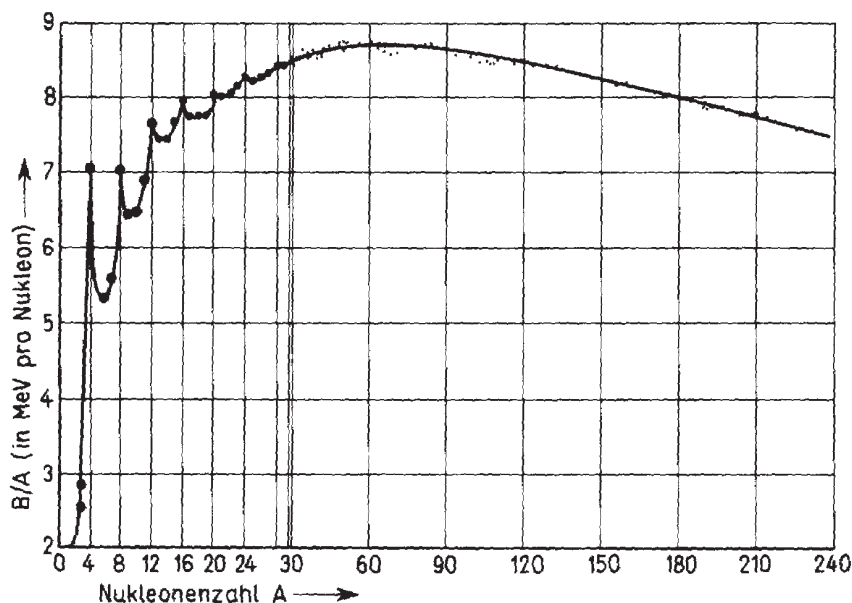
werden kann.



# 1. Einleitung

Die Sicherung des stetig steigenden Energiebedarfs der Menschheit ist eine der größten Herausforderungen für die Zukunft unserer Gesellschaft. Die traditionellen Energieträger Holz, Kohle, Gas, Öl und auch die Kernspaltung sind dieser Aufgabe langfristig kaum gewachsen, da sie auf teilweise äußerst begrenzte Rohstoffe zurückgreifen, die Umwelt im erheblichem Umfang belasten oder ihr Einsatz gesellschaftlich kaum mehr durchsetzbar ist. Die viel beschworenen Alternativen Wind-, Wasser- und Sonnenenergie sind zwar in den letzten Jahren deutlich ausgebaut worden, scheinen aber kaum in der Lage zu sein, den ständig wachsenden Energiebedarf zu decken. Für einen Ausweg aus dieser Misere könnte die kontrollierte Kernfusion einen entscheidenden Beitrag leisten.

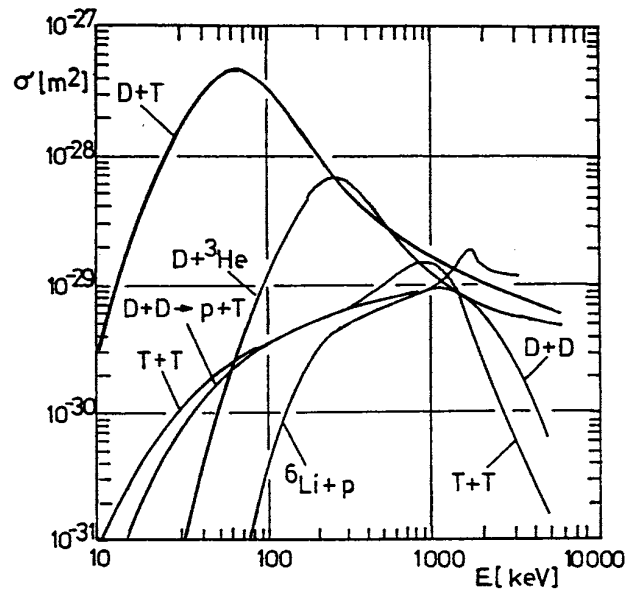
## 1.1. Kernfusion



**Abbildung 1.1.:** Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon für stabile Kerne. Die Abszisse ist bis  $A=30$  gestreckt ([May-92]).

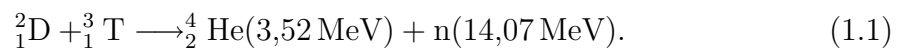
Die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon der Atomkerne hat bei einer Nukleonenzahl von etwa 60 ihr Maximum (s. Abb. 1.1). Bei der Spaltung eines sehr schweren

Kerns und durch die Verschmelzung von zwei leichten Kernen wird also Energie frei. Allerdings kann nicht jede beliebige Kombination von leichten Kernen mit einander verschmolzen werden. Physikalisch möglich sind nur Reaktionen, bei denen Energie, Impuls, Ladung und Nukleonenzahl erhalten bleiben. Insgesamt gibt es nur etwa 80 zulässige Fusionsreaktionen. Jedoch nur wenige davon kommen für die kontrollierte Kernfusion in einem Reaktor in Frage.



**Abbildung 1.2.:** Verlauf der Wirkungsquerschnitte von Fusionsreaktionen (aus: [Mus-88])

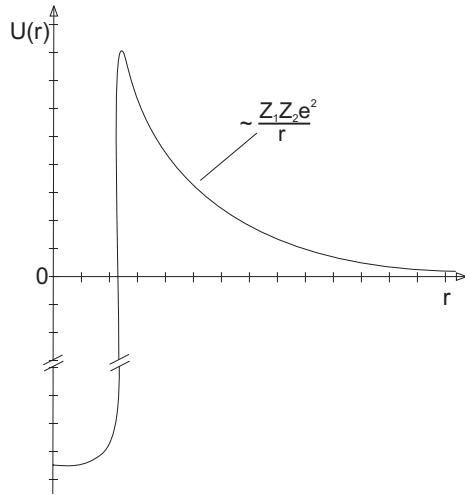
Die Wirkungsquerschnitte der in der Praxis interessantesten Reaktionen sind in Abbildung 1.2 dargestellt. Den mit Abstand größten Wirkungsquerschnitt weist die Verschmelzung der Wasserstoffisotope Deuterium (D) und Tritium (T) zu Helium auf. Außerdem erreicht dieser sein Maximum bei deutlich geringeren Energien als die Maxima der übrigen Wirkungsquerschnitte. Da auch die Energieausbeute einer einzelnen Reaktion mit fast 17,6 MeV recht hoch ist, konzentrieren sich die meisten Arbeiten auf die Reaktion



Die Angaben in Klammern geben die Aufteilung der freiwerdenden Energie auf die einzelnen Reaktionsprodukte an.

Bevor es zur Verschmelzung von Atomkernen kommen kann, muss zunächst die Coulombabstoßung überwunden werden (s. Abb 1.3). Diese bestimmt das Wechselwirkungspotential für große Abstände ( $r$ ). Erst wenn die Kerne sich bis etwa auf Kernradius angenähert haben, beginnt die nur kurzreichweitige starke Wechselwirkung zu dominieren und es bildet sich ein attraktives Potential.

Die Kerne müssen also mit hohen Geschwindigkeiten miteinander stoßen, um den Coulombwall zu überwinden.



**Abbildung 1.3.:** Schematischer Verlauf des Wechselwirkungspotentials zweier Atomkerne als Funktion des Abstandes

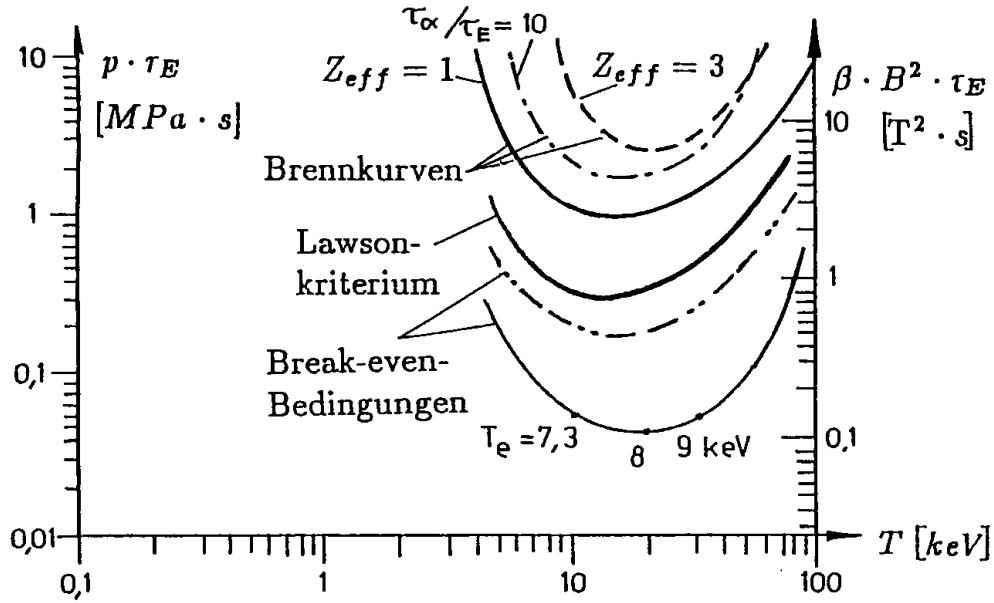
dass diese wesentlichen Plasmaparameter für Elektronen und Ionen gleich sind. Es werden folgende Symbole verwendet:

$\tau_E$	Energieeinschlusszeit	$T$	Plasmatemperatur
$p$	Plasmadichte	$n$	Teilchendichte
$E_\alpha$	Energie der Alphateilchen	$Z_{eff}$	effektive Kernladung der Ionen
$E_{fus}$	gesamte bei der Fusion freiwerdende Energie	$\eta$	Wirkungsgrad für die Umwandlung thermischer in elektrische Energie
$\langle \sigma v \rangle$	Ratenkoeffizient	$c_1$	Bremsstrahlungskonstante ( $5,35 \cdot 10^{-37} \text{ Wm}^3 \text{ keV}^{-1/2}$ )
$k_B$	Boltzmann-Konstante		

Dem Fusionsplasma geht Energie vor allem durch thermische Verluste und Bremsstrahlung verloren. Diese Verluste können nur durch die Energie der Alpha-Teilchen (3,52 MeV) kompensiert werden. Die Neutronen mit einer Energie von 14,07 MeV verlassen auf jeden Fall das Plasma.

Die thermische Verlustleistungsdichte ist  $3nk_BT/\tau_E$  und die der Bremsstrahlung ergibt sich zu  $c_1n^2Z_{eff}(k_BT)^{1/2}$ . Die Heizleistungsdichte der Alpha-Teilchen-Heizung beträgt  $(n^2/4) \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot E_\alpha$ . Bei vollständigem Einschluss der Alpha-Teilchen gilt für ein selbsterhaltendes Plasma also:

$$(n^2/4) \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot E_\alpha - 3nk_BT/\tau_E - c_1n^2Z_{eff}(k_BT)^{1/2} = 0 \quad (1.2)$$



**Abbildung 1.4.:** Zündbedingung und Lawson-Kriterium (aus [Sch-93])

Mit dem Plasmadruck  $p = 2nk_B T$  ergibt sich daraus die **Zündbedingung** zu

$$p\tau_E = \frac{24(k_B T)^2}{\langle \sigma v \rangle \cdot E_\alpha - 4c_1 Z_{eff} (k_B T)^{1/2}}. \quad (1.3)$$

Der Ratenkoeffizient  $\langle \sigma v \rangle$  wird auch als Reaktionsparameter bezeichnet.

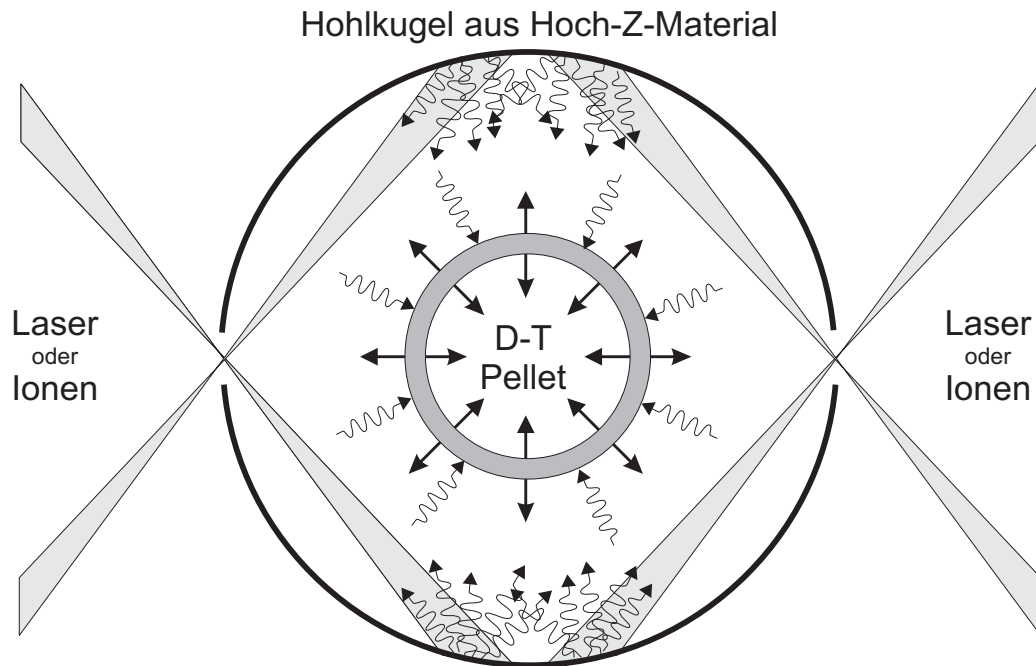
Für eine positive Leistungsbilanz ist ein selbsterhaltendes Fusionsplasma jedoch nicht nötig. Es reicht aus, wenn die Verluste des Plasmas geringer als die gesamte aus der Fusion zu gewinnende Energie sind. Geht man davon aus, dass die das Plasma verlassende Energie mit dem Wirkungsgrad  $\eta$  umgesetzt werden kann gilt:

$$\frac{3nk_B T}{\tau_E} + c_1 n^2 Z_{eff} (k_B T)^{1/2} = \eta \left( \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_{fus} + \frac{3nk_B T}{\tau_E} + c_1 n^2 Z_{eff} (k_B T)^{1/2} \right) \quad (1.4)$$

Durch Einsetzen des Plasmadrucks und Umstellen ergibt sich nun das **Lawson-Kriterium**

$$p\tau_E = \frac{24(k_B T)^2}{\langle \sigma v \rangle \cdot E_{fus} \cdot \eta / (1 - \eta) - 4c_1 Z_{eff} (k_B T)^{1/2}}. \quad (1.5)$$

In Abbildung 1.4 sind einige der sich ergebenden „Grenzkurven“ exemplarisch dargestellt. Die Kurven haben bei etwa 15 MeV ihr Minimum.  $p\tau_E$  ist an diesem Punkt je nach Rechnung zwischen 0,3 und 2 MPa s.

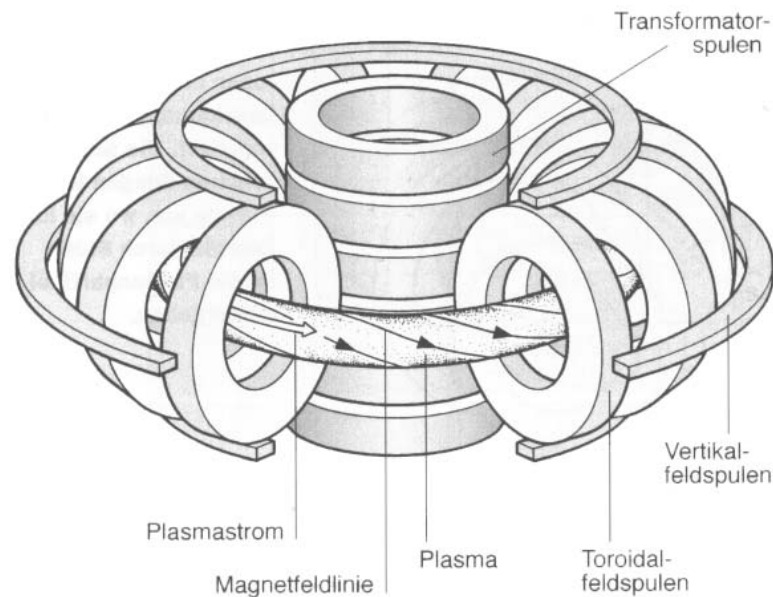


**Abbildung 1.5.:** Schematische Darstellung eines indirekt getriebenen Pellets. Durch die Hohlraumstrahlung in der Hohlkugel wird das D-T-Pellet komprimiert. (Idee aus [Sch-93])

In diesen Beispielen ist leicht zu erkennen, dass bereits bei einem Anstieg von  $Z_{eff}$  von eins auf drei ein deutlich höheres Plasma-Fusionsprodukt  $p\tau_E$  benötigt wird. Diese Modelle stellen jedoch noch nicht die ganze Problematik dar, da die Kernladung lediglich in die Verluste durch Bremsstrahlung eingeht. Nicht berücksichtigt wird aber, dass der Einfang von Plasmaelektronen durch hochionisierte Hoch-Z-Ionen zu dramatischen Energieverlusten durch Linienstrahlung führt. Eine zu starke Verunreinigung des Fusionsplasmas durch Fusionsasche (Helium-Kerne) oder gar Wandmaterialien muss daher unbedingt vermieden werden.

Führt man sich vor Augen, dass bei einer vorgegebenen Temperatur die Energiebilanz eines Reaktors im Wesentlichen von dem Produkt aus Plasmadruck ( $p$ ) und Einschlusszeit ( $\tau$ ) abhängt, so ergeben sich zwei grundsätzliche Fusionskonzepte:

**p groß,  $\tau$  klein:** Bei der **Trägheitsfusion** werden kleine Mengen Deuterium und Tritium in sogenannten Pellets durch indirekten Beschuss mit Ionen- oder Laserstrahlen sehr stark aufgeheizt. Dabei wird vom Rand des Pellets Materie abgedampft (s. Abb. 1.5). Der Ablationsdruck führt zur sphärischen Implosion des restlichen Pellets und so zu einer extremen Verdichtung (ca.  $2 \cdot 10^{16}$  Pa) des Brennstoffes. Die erreichte Dichte des Plasmas muss so hoch sein, dass – obwohl es lediglich für sehr kurze Zeit (ca.  $10^{-11}$  s) durch die Massenträgheit zusammengehalten wird – genügend



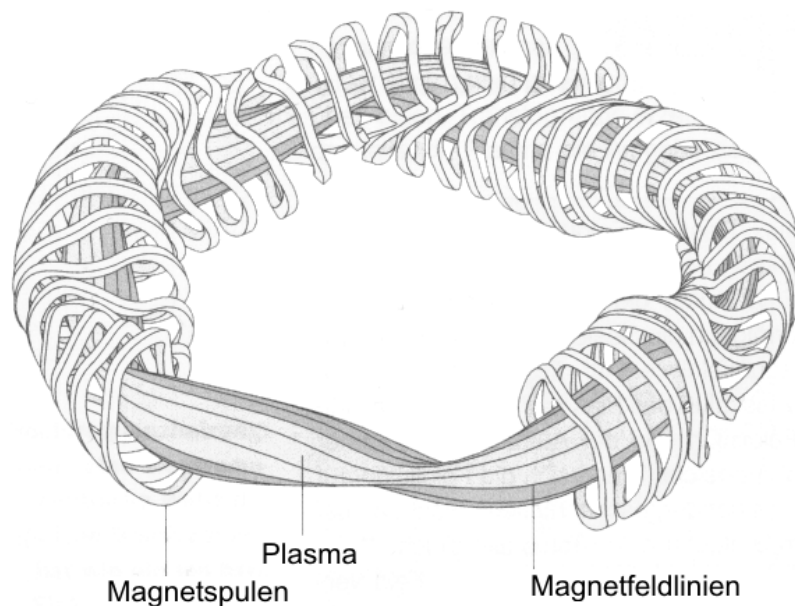
**Abbildung 1.6.:** Skizze eines Tokamaks (aus [IPP-95])

Fusionsvorgänge stattfinden, um in den Bereich der Brennkurve zu kommen. Ein großes Problem dabei ist, dass die Implosion äußerst präzise erfolgen muss. Um eine gleichmäßige Aufheizung des Pellets zu erreichen, wird daher nicht das Pellet selbst, sondern die Innenwand einer das Pellet umgebenden Hohlkugel mit den Laser- oder Schwerionenstrahlen erhitzt (Energie:  $> \text{einige } 100 \text{ kJ}$ ). Das Pellet wird dann indirekt durch die resultierende isotrope Schwarzkörperstrahlung geheizt.

**p klein,  $\tau$  groß ( $> \text{einige } 100 \text{ s}$ ):** Die Fusion durch einen **magnetischen Einschluss** verfolgt genau den gegenteiligen Weg. Um lange Einschlusszeiten zu erreichen, wird das Plasma magnetisch eingeschlossen. Bei offenen Konfigurationen, wie zum Beispiel Spiegelmaschinen, kommt es an den Enden zu erheblichen Energieverlusten durch Teilchen, die in den Verlustkegel der Konfiguration gestreut werden.

Diese Verluste lassen sich vermeiden, wenn das Plasma in einem Torus eingeschlossen wird. Im Inneren der geschlossenen Magnetfeldkonfiguration laufen in sich geschlossen die magnetischen Feldlinien um die Torusachse. Aufgrund ihrer Ladung gyrieren die Plasmateilchen um die Feldlinien. Theoretisch lassen sich die Plasmateilchen also unendlich lange einschließen.

Praktisch ist es jedoch nicht einfach, eine Magnetfeldkonfiguration zu finden, die diese Kriterien erfüllt. Ein einfaches toroidales Magnetfeld ist nicht in der Lage, Teilchen einzuschließen. Im Falle eines Tokamaks (s. Abb. 1.6) wird durch einen im Plasma umlaufenden Strom ein Poloidalfeld erzeugt, das überlagert mit dem Toroidalfeld für den Einschluss sorgt. Beim Stellarator (s. Abb. 1.7) wird die notwendige



**Abbildung 1.7.:** Skizze eines Stellarators (Wendelstein VII-X) (aus [IPP-95])

Verdrillung der Magnetfeldlinien durch den Torus umlaufende helikale Spulen erreicht.

Bevor es jedoch zu genügend Fusionsvorgängen kommt, um ein selbsterhaltendes Plasma oder gar eine Reaktionsfolge mit positiver Energiebilanz zu bilden, muss das Fusionsplasma zunächst von außen geheizt werden.

### 1.1.1. Methoden zur Plasmaheizung

Eine effektive Plasmaheizung muss eine Vielzahl von Randbedingungen erfüllen. Damit möglichst viel Energie für die Plasmazündung zur Verfügung steht, ist ein hoher Wirkungsgrad für die Konvertierung von elektrischer Energie in Plasmawärme wichtig. Das bedeutet aber, dass alle beteiligten Energieumwandlungen und Transporte möglichst effektiv sein müssen. Das geht von der Erzeugung eventueller Treiberkomponenten wie Ionenstrahlen oder Mikrowellen, über ihren Transport, bis hin zur Energiedeposition im Plasma. Dabei ist es zusätzlich noch wichtig, dass durch die Leistungszufuhr nicht wenige schnelle Teilchen erzeugt werden, sondern dass die Energie sich thermisch auf alle Plasmakomponenten verteilt. Außerdem dürfen durch die Heizung aus den bereits erwähnten Gründen möglichst keine Verunreinigungen in das Plasma eingebracht werden. In Frage kommen verschiedene Heizmethoden:

### Ohm'sche Heizung

Bei der Ohm'schen Heizung (auch Stromheizung genannt) wird über die Primärspule eines Tokamaks ein Strom im Plasma induziert. Die so beschleunigten Teilchen stoßen mit anderen Plasmapartikeln. Dies führt zu einer Erwärmung des Plasmas. Allerdings werden durch die Stromheizung im wesentlichen Elektronen beschleunigt. Da die Leitfähigkeit des Plasmas mit zunehmender Temperatur steigt ( $\sigma \approx T^{3/2}$ ), ist dieses Verfahren nur zur Anfangsheizung geeignet.

### Hochfrequenzheizung

Bei der Hochfrequenzheizung werden die Eigenschwingungen der magnetisch eingeschlossenen Ladungsträger des Plasmas durch Einstrahlen entsprechender hochfrequenter elektromagnetischer Wellen resonant angeregt. Die Plasmaionen werden üblicherweise mit Frequenzen von 10 bis 100 MHz getrieben. Die Resonanzfrequenz der Elektronen liegt zwischen 50 und 150 GHz.

Eine effektive Ionenheizung ist jedoch nur bei hohen Ionentemperaturen und -dichten mit am Plamarand montierter Mikrowellenantenne möglich.

### Neutralstrahlheizung

Für die Neutralstrahlheizung werden Teilchen mit hoher kinetischer Energie in das Plasma eingeschossen. Wegen der das Plasma einschließenden Magnetfelder können nur neutrale Teilchen eingeschossen werden. Durch Stöße mit den Plasmateilchen werden diese zunächst selbst ionisiert und ihrerseits im Torus eingeschlossen. So können sie ihre Energie durch Coulombstöße abgeben.

Die Neutralstrahlinjektion hat sich inzwischen bei vielen Fusionsexperimenten bewährt; Sie hat aber auch einige Nachteile. Der apparative Aufwand zur Erzeugung ist sehr hoch und beansprucht viel Platz in der Nähe des Torus. Außerdem ist – wie im Folgenden noch erläutert wird – der Wirkungsgrad bei der Erzeugung hochenergetischer Neutralstrahlen relativ schlecht.

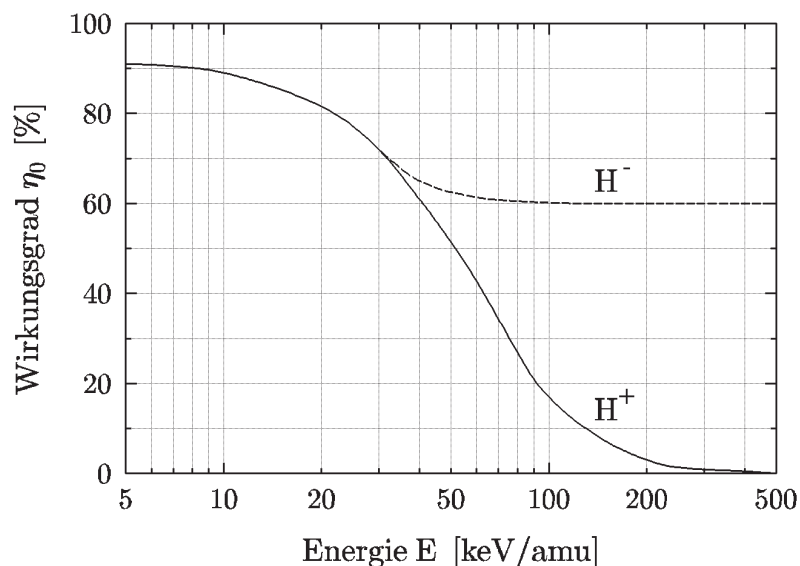
Ein hoher Neutralisationswirkungsgrad ist aber gerade wichtig, wenn wie beim International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) geplant, mit hohen Strahlleistungen gearbeitet werden soll. An ITER soll von 1 MeV Deuteriumstrahlen eine Leistung von 50 MW mit einer Pulslänge von mehr als 1000 s im Plasma deponiert werden (s. [Hem-95], [Shi-99] und [Mon-00]). Bei einem Neutralisationswirkungsgrad von 60% bedeutet das, dass nicht nur 33 MW mehr D<sup>+</sup>-Strom erzeugt werden muss, sondern auch, dass diese Leistung anschließend mit aufwändigen wassergekühlten Ionenabsorbieren wieder aus dem Strahl und der Apparatur entfernt werden muss.



## 2. Grundlagen

### 2.1. Erzeugung von Neutralstrahlen

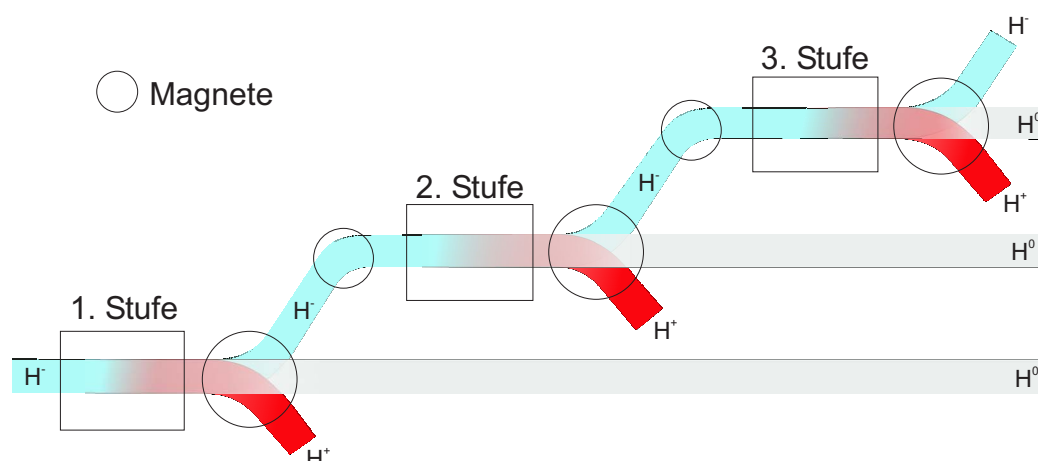
Hochenergetische neutrale Partikelstrahlen, wie sie bei der Heizung von Fusionsplasmen benötigt werden, lassen sich nur durch die Neutralisation von zuvor beschleunigten Ionen erzeugen. Üblicherweise findet diese Neutralisation in einer Gaszelle statt. In ihr kommt es zu Ladungsaustauschreaktionen zwischen den Ionen und den Gasatomen. Bei niedrigen Energien ( $<50$  keV) ist es durchaus möglich, positive Was-



**Abbildung 2.1.:** Neutralisationswirkungsgrade von  $H^+$ - und  $H^-$ -Ionen in einem Wasserstoff-Gastarget [Fin-87]

serstoffionen ( $H^+$ ) zu neutralisieren, mit steigender Energie wird dies jedoch immer ineffektiver. Bereits bei einer Strahlenergie über 100 keV ist der Wirkungsgrad unter 10% (s. Abb. 2.1).

Negative Ionen ( $H^-$ ) sind auch bei höheren Energien deutlich effektiver zu neutralisieren. Dabei verliert der Wasserstoff jedoch nicht immer nur das eine zusätzliche Elektron. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wird auch das zweite Elektron durch



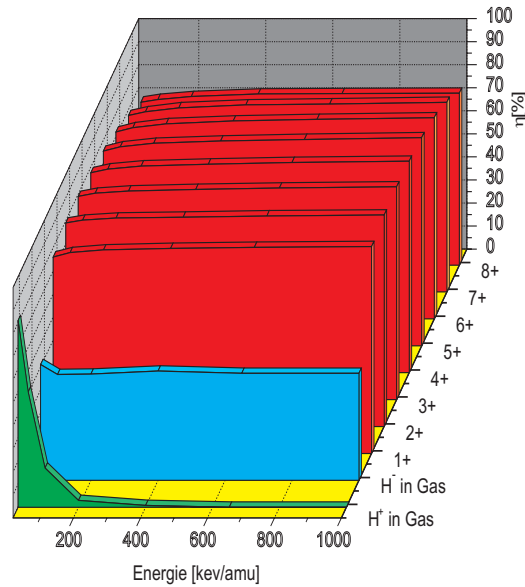
**Abbildung 2.2.:** Prinzip eines mehrstufigen Neutralisierers. Mit zwei oder mehr Neutralisierungsstufen ist für negative Ionen ein Wirkungsgrad von deutlich über 70% zu erreichen.

eine Mehrfachionisation oder Mehrfachstöße „abgestreift“. Aus diesem Grund ist es in einem einstufigen Neutralisierer nicht möglich, einen Wirkungsgrad über 60% zu erzielen.

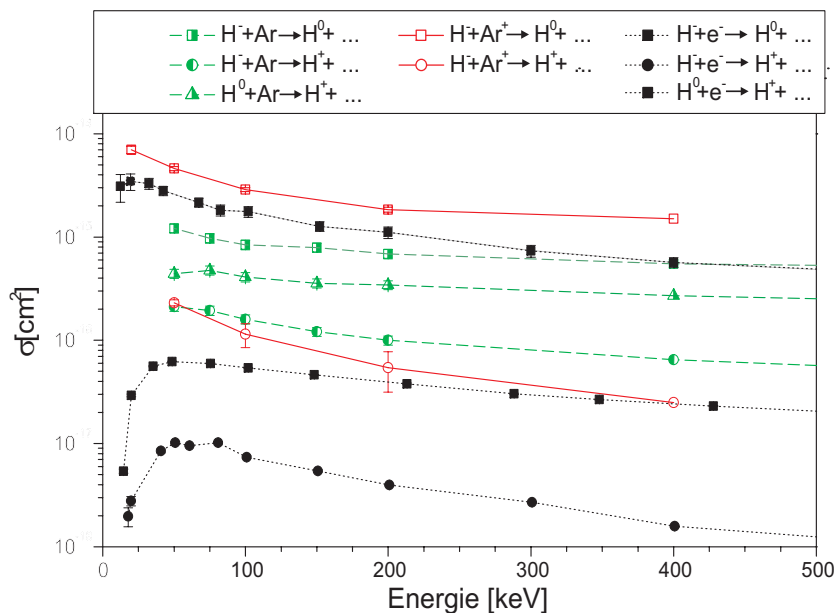
Um einen höheren Wirkungsgrad zu erreichen, können mehrere Neutralisierer stufenweise hintereinander verwendet werden (s. Abb. 2.2). Dabei werden durch frühzeitiges Trennen der Strahlkomponenten die bereits neutralisierten Teilchen der Einwirkung des Targets entzogen und so Mehrfachstöße und damit die Umladung  $H^0 \rightarrow H^+$  vermieden. Bereits mit einem zweistufigen Neutralisierer ist ein Wirkungsgrad von mehr als 72% zu erreichen (s. [And-80]).

Würde anstatt der Gaszelle ein ionisches Target eingesetzt, ist rechnerisch ein Umladungswirkungsgrad von über 80% möglich [Dim-77], [Iva-80] (s. Abb. 2.3). Ursache dafür sind die in Abbildung 2.4 dargestellten Wirkungsquerschnitte. Die Umladung  $H^- \rightarrow H^0 + e^-$  bei einem Stoß mit einem Argon-Ion ist deutlich wahrscheinlicher als bei der Wechselwirkung mit einem Ar-Atom. Bei der für die Neutralisation kontraproduktiven zweifachen Umladung verhält es sich umgekehrt. Der Elektronenverlust bereits neutraler Teilchen ( $H^0$ ) ist für die niedrigen Ladungszustände von Argon etwa genauso wahrscheinlich wie in Gas. Für die Wechselwirkung mit hohen Ladungszuständen steigt der Elektronenverlustquerschnitt jedoch deutlich an. Wie die Rechnungen jedoch zeigen, überwiegt der Gewinn durch die erhöhte Bevölkerung des neutralen Zustands deutlich diesen Verlust.

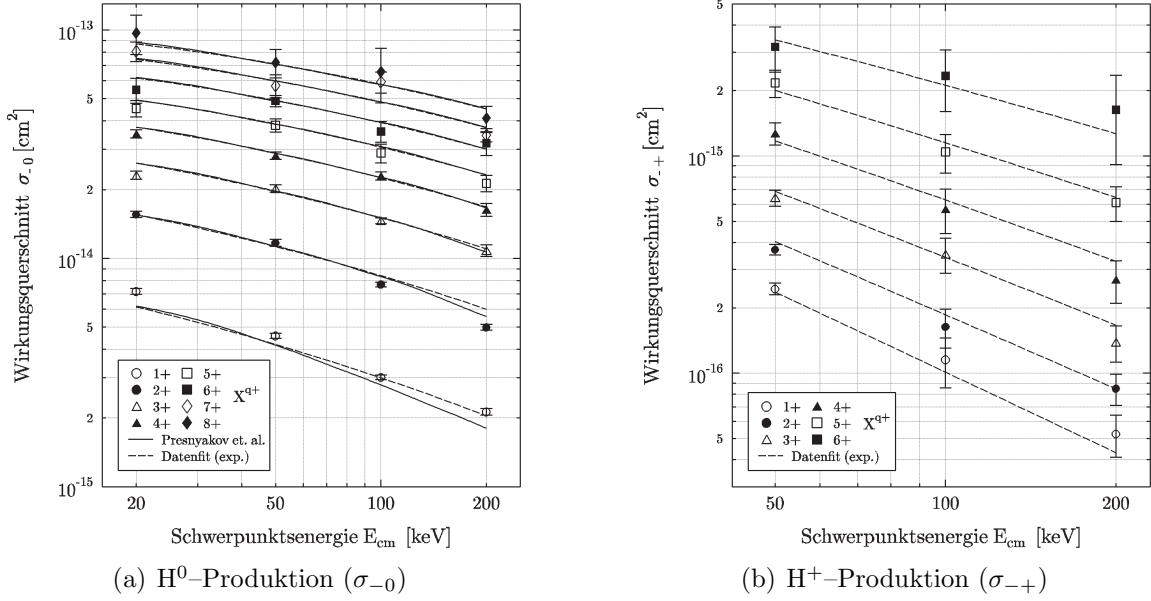
Für höhere Ladungszustände steigt der für die  $H^0$ -Produktion wesentliche Wirkungsquerschnitt ( $\sigma_{-0}$ ) (Abb. 2.5(a)) in etwa proportional zur Ladung an (s. [Mel-95]). Auf den Wirkungsgrad der Neutralisation hat das jedoch nur wenig Einfluss, da auch der Wirkungsquerschnitt ( $\sigma_{+-}$ ) mit der Ladung ansteigt (s. Abb. 2.5(b)). Durch die höheren Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte wird jedoch das Maximum der



**Abbildung 2.3.:** Maximaler errechneter Wirkungsgrad ( $\eta$ ) für die Neutralisation eines H-Ionenstrahls in unterschiedlichen Targets in Abhängigkeit von der Energie. Die beiden vorderen Kurven zeigen die Neutralisation positiver und negativer Wasserstoffionen in einem Argon-Gasttarget. Der Wirkungsgrad der Umladung in einem rein ionischen Argon-Target des bezeichneten Ladungszustands ist durch die hinteren Kurven 1+...8+ dargestellt.



**Abbildung 2.4.:** Wirkungsquerschnitte der Umladungsreaktionen von  $H^-$  in Ar und  $Ar^+$ . Die gemessenen Querschnitte und die zugehörigen Quellen sind in Tabelle B.1.



**Abbildung 2.5.:** Wirkungsquerschnitte für die Umladung von  $\text{H}^-$ -Ionen in Stößen mit Neon-, Argon- und Xenonionen im Ladungszustand  $q$ . Über die Daten für Ne, Ar und Xe wurden gemittelt. (aus [Ben-93])

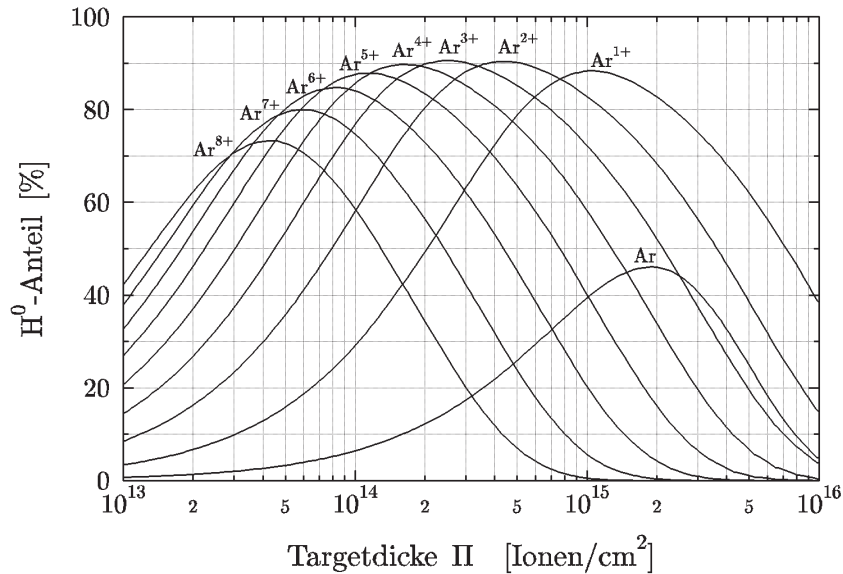
Neutralisation bei höheren Ladungszuständen bereits bei geringeren Targetdichten erreicht (s. Abb. 2.6) Bei gleicher Teilchendichte kann ein Target aus höher geladenen Ionen also kürzer sein.

Ein rein ionisches Target ließe sich nur durch einen Ionenstrahl realisieren. Die Dichte eines Ionenstrahls ist jedoch so gering, dass dies zur Realisation eines Neutralisierers nicht in Frage kommt. Eine mögliche Alternative kann ein Plasmatarget sein. Mit diesem lassen sich bei gleichen oder größeren Dichten deutlich längere Targets realisieren. Die Möglichkeiten eines Plasmaneutralisierers experimentell näher zu untersuchen, ist Gegenstand dieser Arbeit.

## 2.2. Realisation eines Plasmatargets

Es gibt viele Verfahren, ein Plasma zu erzeugen. Aufgrund der im Institut vorhandenen Erfahrungen mit Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasmen (EZR-Plasmen) bot sich für dieses Experiment die Verwendung eines solchen an.

Ein Vorteil eines EZR-Plasmas besteht darin, dass es über eine recht lange Zeitspanne einen stabilen Zustand beibehalten kann. Das heißt, dass es möglich ist, längere Versuchsreihen am Stück unter nahezu identischen Plasmabedingungen durchzuführen. Mit einem gepulsten oder instabilen Plasma ist das nicht möglich, da sich jede Änderung im Plasma direkt im Neutralteilchenstrom niederschlägt. Andere Tar-



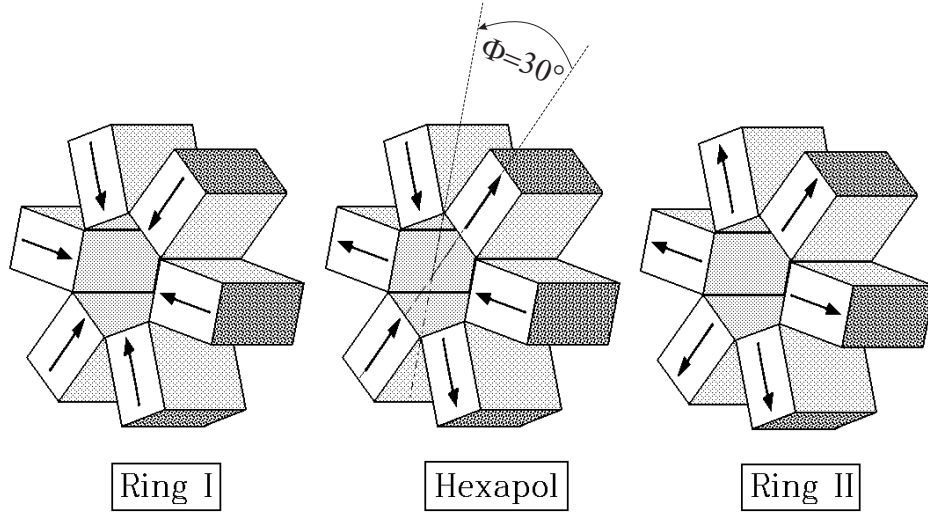
**Abbildung 2.6.:**  $H^0$ -Anteil als Funktion der Targetdicke (II) für die Neutralisation eines 200keV  $H^-$ -Ionenstrahls in Argon-Gas- und Argon-Ionentargets. (aus [Ben-93])

getrealisationen sind deshalb jedoch nicht uninteressant. So lassen sich z.B. mit einer Gasentladung oder einer Funkenstrecke deutlich höher ionisierte und dichtere Plasmen erzeugen.

Zur Realisation des EZR-Targets wurde eine im Strahlencentrum entwickelte 2,45-GHz-EZR-Ionenquelle (s. [Lie-88, Tra-93]) so abgeändert, dass es möglich ist, einen Ionenstrahl auf der Mittelachse durch sie hindurch zu leiten.

### Aufbau und Funktion des EZR-Targets

Zur Erzeugung eines EZR-Plasmas ist der Einschluss der Plasmateilchen unerlässlich. Dazu werden ein radiales magnetisches Hexapol- und longitudinales Doppelspiegelfeld überlagert. Im vorliegenden Fall wird diese Minimum-B-Konfiguration ausschließlich durch Permanentmagnete erzeugt. Dazu werden drei Ringe mit je sechs Magneten miteinander kombiniert (s. Abb. 2.7). Die beiden äußeren Ringe bilden mit radial nach innen bzw. außen gerichteten Feldern das Doppelspiegelfeld. Die Magnete des mittleren Rings bilden durch abwechselnde Orientierung nach innen und außen ein Hexapolfeld. Die Plasmaelektronen werden durch die Magnetfelder im Inneren der Plasmakammer eingeschlossen. Aufgrund der Lorenzkraft gyrieren sie um die Magnetfeldlinien. Wird eine zirkular polarisierte Mikrowelle eingestrahlt, können die Elektronen beschleunigt oder abgebremst werden. Sind die Frequenz der Mikrowelle und die Umlauffrequenz der Elektronen gleich, so werden diese von der Mikrowelle immer wieder beschleunigt. Man spricht dann von resonanter Beschleunigung. Damit



**Abbildung 2.7.:** Explosionszeichnung der Magnetringe. Die Pfeile kennzeichnen die Magnetisierungsrichtung (aus [Lie-92]).

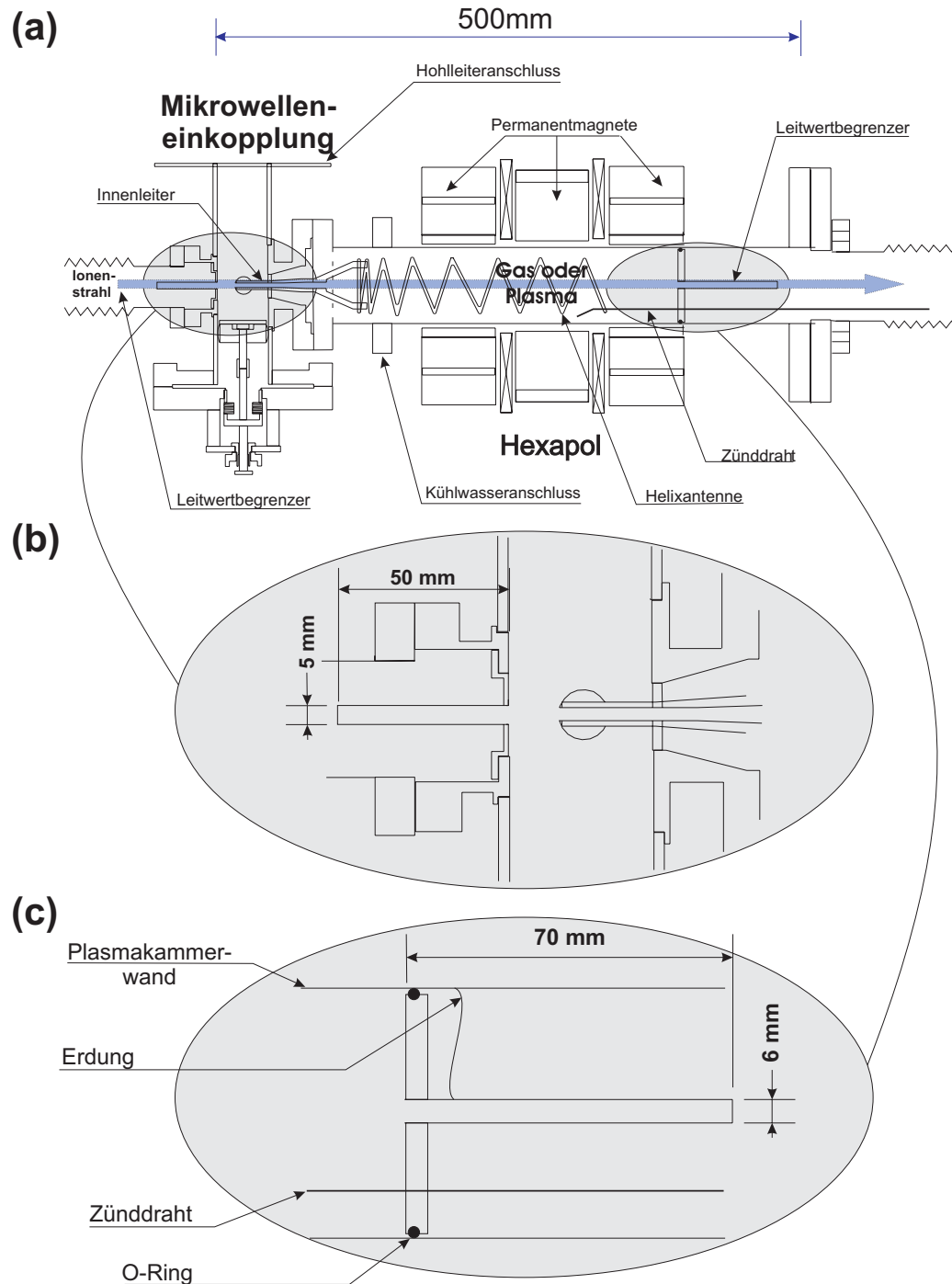
es dazu kommt, muss die Resonanzfrequenz ( $\omega_{HF}$ ) die Zyklotronbedingung ( $\omega_{zyc}$ )

$$\omega_{HF} = \omega_{zyc} = \frac{e}{m_e} B \quad (2.1)$$

erfüllen. Die Elektronen auf den Resonanzflächen gewinnen bei jedem Umlauf an Energie. Durch Stöße der beschleunigten Elektronen mit Atomen und Ionen, erzeugen diese ein immer höher ionisiertes Plasma, bis sich ein Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Während die Elektronen durch das Magnetfeld eingeschlossen sind, werden die Ionen durch die Raumladung der Elektronen eingeschlossen.

Eine schematische Darstellung des Targets ist in Abbildung 2.8(a) zu sehen. Links oben befindet sich der Hohlleiteranschluss für die Mikrowelle. In ihm ist als Modifikation die Eintrittsöffnung für den Ionenstrahl eingebaut. Weiter rechts befindet sich der Innenleiter einer Koaxialleitung für die Mikrowelleneinkopplung. Er leitet die Mikrowelle in die Plasmakammer, wo er in eine Helixantenne übergeht. Durch die Helixantenne wird die vom Magnetfeld begünstigte Polarisationsrichtung bevorzugt abgestrahlt, um die Effizienz der Plasmaerzeugung zu erhöhen.

Der Bereich der Mikrowelleneinkopplung ist es auch, in dem die wesentlichen Veränderungen beim Umbau der EZR-Ionenquelle zu einem EZR-Traget vorgenommen wurden. Um einen Ionenstrahl entlang der Magnetfeldachse durch die Quelle führen zu können, musste zum einen der Hohlleiter mit einer Eintrittsöffnung versehen werden, zum anderen musste der Innenleiter, der sich ebenfalls auf der Mittelachse befindet, mit einem Durchgangskanal für die Ionen versehen werden. Auch der Übergang vom Innenleiter auf die Helixantenne musste angepasst werden. In einer EZR-Ionenquelle wird sie in ein im Innenleiter befindliches Gewinde geschraubt.



**Abbildung 2.8.:** Schematischer Aufbau des EZR-Targets

Bei diesem Target wird sie auf das sich trichterförmig öffnende Ende des Leiters geklemmt. Um der vom Plasma abgegebenen Leistung standhalten zu können, muss die Plasmakammer gekühlt werden. Daher wurde auf das Edelstahlrohr, das den Kern der Kammer bildet, ein zweites mit feinen Kanälen versehenes Rohr gelötet. Durch diese Kanäle wird das Kühlwasser gepumpt. Auf der Außenseite der Plasmakammer befinden sich dann die drei Magnetringe.

Die Ein- und Austrittsöffnungen sind mit Leitwertbegrenzern versehen. Sie verhindern, dass zu viel des in das Target eingelassenen Gases in die Rezipienten davor und dahinter strömt. Der vordere Leitwertbegrenzer hat einen Durchmesser von 5 mm und eine Länge von 50 mm (Abb. 2.8(b)). Der Durchmesser des hinteren ist 6 mm und seine Länge beträgt 70 mm (Abb. 2.8(c)).

Eine weitere Neuerung für den Einsatz als Plasmatarget stellt der durch Keramik isolierte Stahldraht dar, der von rechts durch den Leitwertbegrenzer in die Plasmakammer geführt wird. Er dient dazu, durch Anlegen einer hohen Spannung (mittels eines entsprechenden Netzgeräts oder einer Zündspule) in der Plasmakammer eine Gasentladung zu erzeugen, die die für die Zündung des EZR-Plasmas benötigten Ladungsträger bereitstellt. Dies ist nötig, da das EZR-Target beim Einstrahlen der Mikrowelle nicht immer selbstständig „zündet“. Beim Betrieb als Ionenquelle wird zum Zünden der Gasdruck erhöht, bis sich in der Quelle ein Plasma bildet. Anschließend kann der gewünschte Betriebsdruck eingestellt werden. Bei der Benutzung als Target soll es aber möglich sein, direkt zwischen Gas- und Plasmatarget „umzuschalten“.

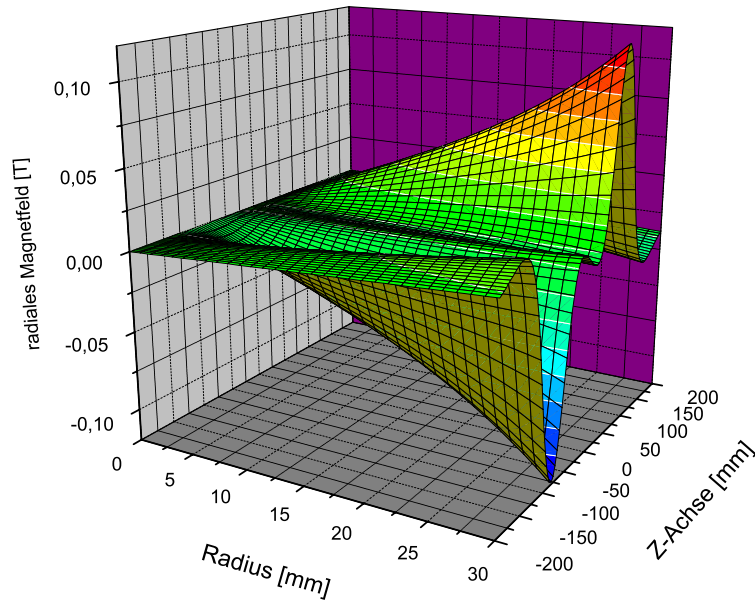
Um Magnet- und Strahlachse besser aufeinander einstellen zu können, wurde ursprünglich auch eine Justiervorrichtung für das Target konstruiert, die es erlaubt, die Mittelachse des Targets innerhalb gewisser Grenzen frei im Raum zu verschieben und zu kippen. Im Verlauf der Arbeit zeigte sich jedoch, dass diese Vorrichtung ein viel zu grobes Werkzeug für diese empfindliche Feinabstimmung war, daher wurde sie im weiteren Verlauf der Arbeit nicht mehr eingesetzt.

### **Simulation des Strahlgangs**

Während die Lorenzkraft für Erzeugung und Erhalt des EZR-Plasmas unbedingt nötig ist, bereitet sie bei dem Versuch, einen Ionenstrahl durch das EZR-Plasma zu führen, erhebliche Probleme. Die radialen Magnetfeldanteile wirken nicht nur als magnetische Flasche für die Plasmaelektronen, sondern sie lenken auch die geladenen Teilchen des Projektilstrahls ab. Auf der Mittelachse des Targets heben sich die Magnetfelder zwar theoretisch auf (s. Abb. 2.9). Jedoch bewegen sich nicht alle Teilchen des Strahls exakt auf dieser Achse. Der Strahl hat eine gewisse Ausdehnung und Divergenz. In der experimentellen Praxis ist bei diesem Aufbau ein Strahldurchmesser von weniger als 1 mm kaum zu erreichen.

Um zu überprüfen, ob es überhaupt möglich ist, einen Strahl durch die Magnetfeldkonfiguration zu führen, wurden die Auswirkungen des Magnetfeldes auf in das





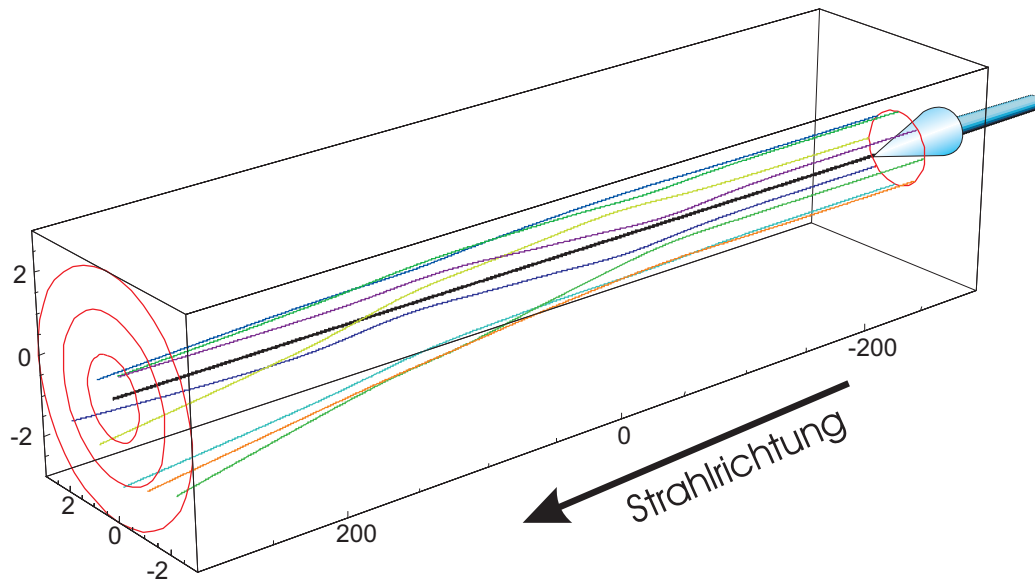
**Abbildung 2.9.:** Radiale Feldstärke der verwendeten Magnetfeldkonfiguration unter einem Winkel von  $\phi = 30^\circ$  (vergl. Abb. 2.7)

Target eintretende Ionen simuliert.

Dazu wurde zunächst das Feld der Magnetanordnung mit Hilfe des Programms Permag [Per-87] auf einem Gitter berechnet (s. Abb. 2.9). Dabei wurde entlang der Achse eine Länge von 300 mm vor und hinter der Mitte des Hexapols mit Schrittweite von 3 mm berücksichtigt. Der Radius wurde vom Ursprung bis 30 mm in 1 mm Schritten und der Azimut in  $15^\circ$  Schritten über den ganzen Raumwinkel auf das Gitter abgebildet.

Anschließend wurde die Ablenkung von in Z-Richtung in dieses Feld eintretenden negativen Wasserstoffionen ( $H^-$ ) errechnet. Bei den ersten Rechnungen dieser Art wurden nur wenige exakt parallel zur Achse eintretende Strahlen berechnet. Die Wege dieser Teilchen im Target sind in Abbildung 2.10 dargestellt. Man erkennt, dass Teilchen, die in einem Abstand von max. 0,5 mm um die Achse in das EZR-Target eintreten, zwar ihre Flugbahn stark verändern, aber an der Austrittsblende befinden sie sich noch innerhalb des gerade noch tolerierbaren Radius von 3 mm um die Mittelachse. Bei einer anfänglichen Auslenkung von 1 mm wird das Teilchen jedoch so stark abgelenkt, dass es die Austrittsblende in der Regel nicht mehr passieren kann.

Im Experiment erwies sich das Passieren des Targets jedoch als erheblich schwieriger als erwartet. Um dies besser untersuchen zu können, wurden die Berechnungen der Strahlwege weiter verfeinert, indem der bis dahin vernachlässigte Divergenzwinkel in die Rechnung integriert wurde. Statt weniger exemplarischer Strahlwege wurden 40000 Trajektorien für jedes betrachtete Szenario berechnet. Sowohl für 100 keV als auch für 150 keV-Ionen wurde je ein Fall mit geringer Strahlbreite (max.  $\pm 0,1$  mm)



**Abbildung 2.10.:** Exemplarische Trajektorien eines parallelen 100 keV-H-Ionen von 1 mm Durchmesser im Magnetfeld des EZR-Targets. Das Teilchen in der Mitte (schwarze Linie) läuft exakt auf der Mittelachse der Magnetkonfiguration.

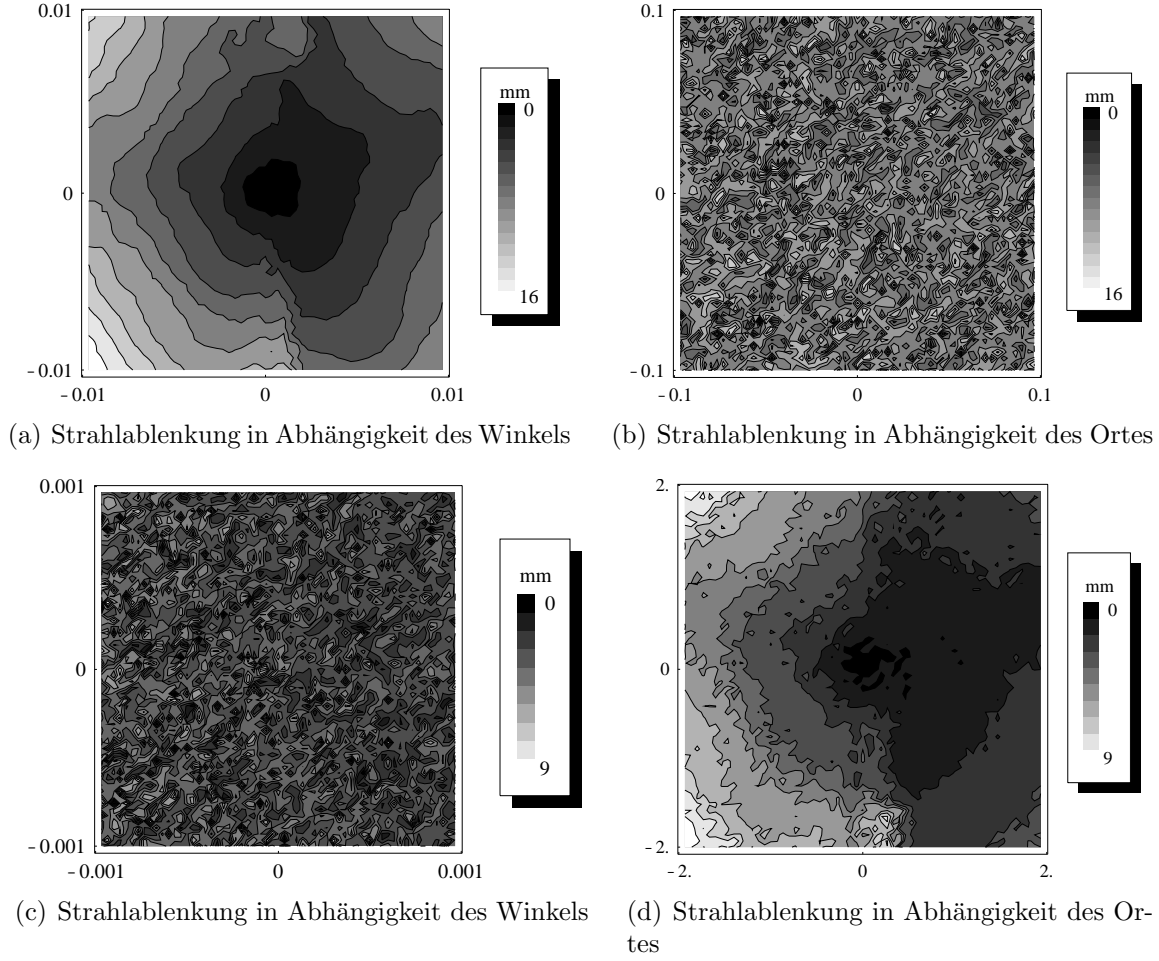
und großer Winkelvariation (max.  $\pm 0,01$  rad) und einer mit einem breiten Strahl (bis zu  $\pm 2$  mm) und einem kleinen Divergenzwinkel (max.  $\pm 0,001$  rad) betrachtet. Innerhalb dieser Grenzen wurden die Anfangsbedingungen zufällig variiert.

Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in den Abbildungen 2.11 und 2.12 dargestellt. Das erste Szenario mit dem dünnen, aber divergenten Strahl ist jeweils in den beiden oberen Abbildungen (2.11(a), 2.11(b), 2.12(a), 2.12(b)) zu sehen. In den unteren Abbildungen ist der umgekehrte Fall mit starker Variation des Ortes und nur geringer Winkelveränderung dargestellt.

Für beide Energien 100 keV und 150 keV lässt sich erkennen, dass für Strahlen dicht an der Mittelachse der Divergenzwinkel entscheidend für die Ablenkung des Strahls ist. Bei kleinen Winkeln stellt man fest, dass der Eintrittsort besonders wichtig ist. Vergleicht man die beiden Strahlenergien miteinander, so ist zu erkennen, dass ein Strahl mit höherer Energie deutlich weniger sensitiv auf den Eintrittsort ist. Der Einfluss des Winkels hingegen bleibt nahezu unverändert.

Damit ein Strahl das Target an der Austrittsöffnung wieder verlassen kann, muss sein Radius dort kleiner als 2,5 mm sein, da sich dort ein Leitwertbegrenzer mit knapp 5 mm Innendurchmesser befindet. Bei 100 keV darf der Strahl maximal eine Auslenkung von 1 mm und eine Divergenz von 5 mrad haben.

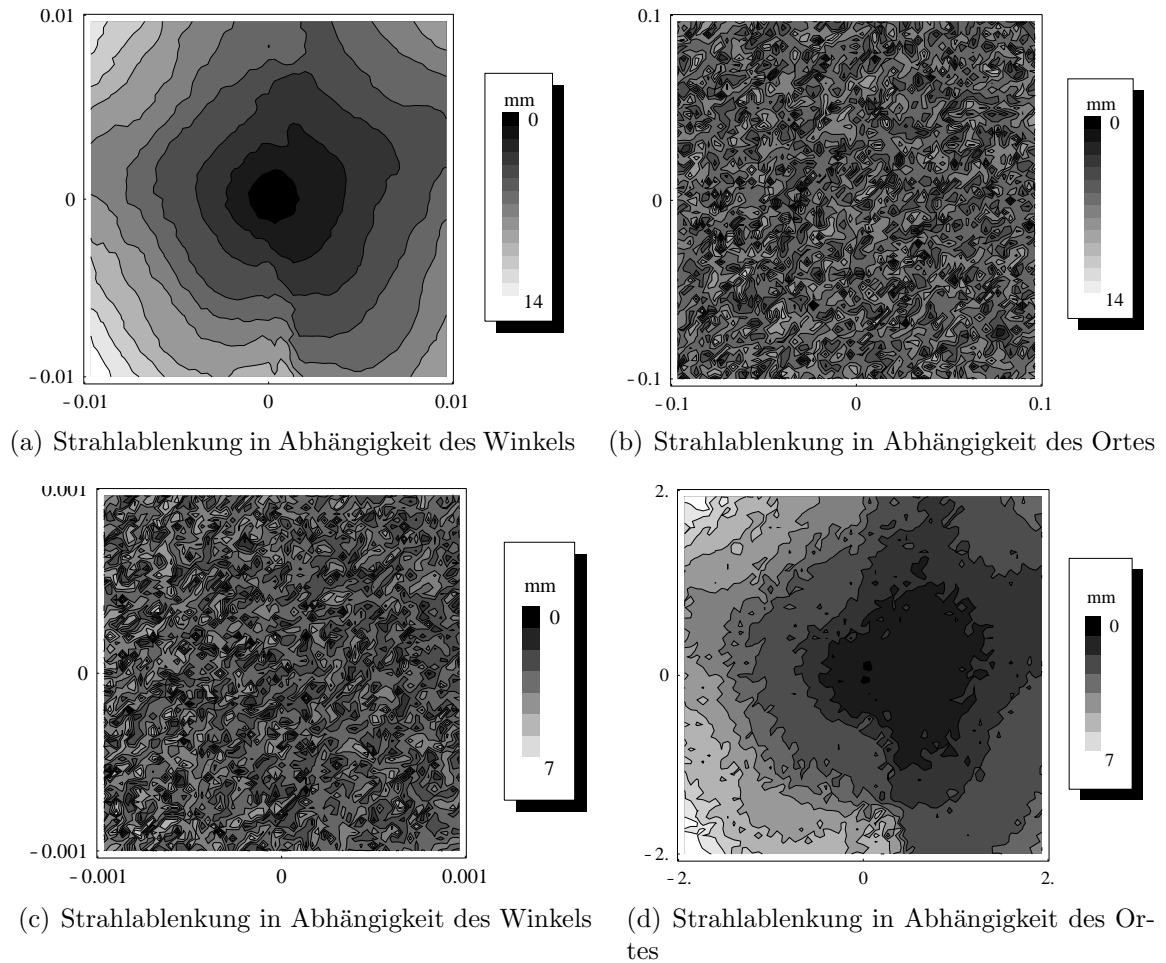
Ein Strahl, der maximal mit einem Abstand von 1 mm zur z-Achse parallel zu dieser in das Target eintritt, wird nicht wesentlich gestört. Bei größeren Abständen kann das Teilchen jedoch auf Grund der starken Ablenkung den hinteren Leitwertbegrenzer nicht mehr passieren und geht verloren. Kritischer ist es hingegen, wenn ein



**Abbildung 2.11.:** Ablenkung eines 100keV-Ionenstrahls. Die Graustufen geben den Radius des Strahls am Ende des Targets wieder. Der Eintrittswinkel und –ort wurden in den Abbildungen oben (a) und (b) zwischen  $\pm 0,01$  rad bzw.  $\pm 0,1$  mm zufällig variiert. In den unteren Abbildungen (c) und (d) bewegt sich die Variation zwischen  $\pm 0,001$  rad bzw.  $\pm 2$  mm.

Teilchen nicht exakt parallel zur Strahlachse eintritt. Bereits bei einer Verkippung um  $0,003$  mrad wird das Ion in der Regel nicht durch den experimentellen Aufbau gelangen. In den Abbildungen 2.11 und 2.12 ist zu erkennen, dass Teilchen mit ähnlichen Eintrittswinkel unabhängig vom Eintrittsort auch eine vergleichbare Ablenkung erfahren.

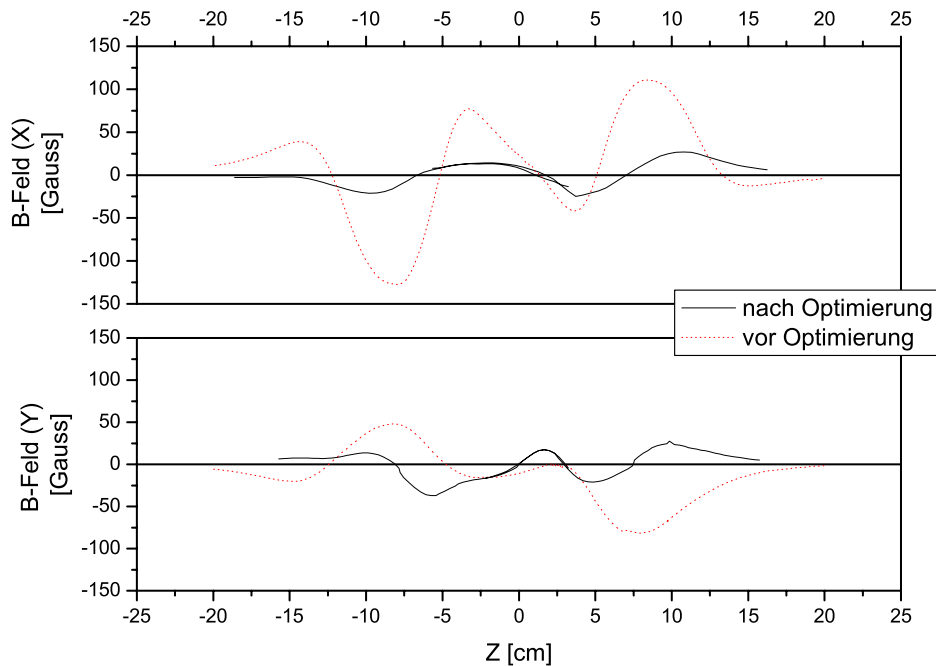
Eine mögliche Umladung innerhalb des Targets hat auf die Strahlbreite jedoch kaum Einfluss. Bei einer Rechnung mit wechselndem Ladungszustand (Eintrittspositionen von  $\pm 0,5$  mm und –winkel von  $\pm 10$  mrad), beträgt der durchschnittliche Austrittsradius  $0,76$  mm für  $H^{+-}$ ,  $0,68$  mm für  $H^0$ – und  $0,77$  mm für  $H^-$ –Strahlen. Der



**Abbildung 2.12.:** Ablenkung eines 150keV-Ionenstrahls. Die Graustufen geben den Radius des Strahls am Ende des Targets wieder. Der Eintrittswinkel und -ort wurden in den Abbildungen oben (a) und (b) zwischen  $\pm 0,01$  rad bzw.  $\pm 0,1$  mm zufällig variiert. In den unteren Abbildungen (c) und (d) bewegt sich die Variation zwischen  $\pm 0,001$  rad bzw.  $\pm 2$  mm.

maximale Radius aller Ladungszustände liegt in einem Bereich zwischen 3,08 mm und 3,16 mm.

Experimentell besteht die Schwierigkeit, dass drei unterschiedliche Achsen (Strahlachse, geometrische Achse der Apparatur und Magnetfeldachse) zur Deckung gebracht werden müssen. Die ursprüngliche Idee, die Magnetfeldachse während des Experimentes zu optimieren, indem das Target mechanisch verschoben und verkippen wird, musste, wegen der extremen Sensitivität des Ionenstrahls auf Veränderungen in Eintrittswinkel und -ort, verworfen werden. Statt dessen wurde versucht, die Achsen bereits im Vorfeld der Messungen möglichst präzise auf einander abzustimmen.



**Abbildung 2.13.:** Mit einer Hallsonde gemessenen Magnetfelder vor und nach der Optimierung der Positionen der Magnete.

Erschwert wird dies jedoch dadurch, dass leicht unterschiedliche Stärken und nur begrenzt präzise Positionierbarkeit der Permanentmagnete auch auf der Mittelachse des Targets zu erheblichen Feldstärken führen.

Um diese Abweichungen von der gewünschten Null zu quantifizieren, wurde eine Hallsonde mit Hilfe eines computergesteuerten Messtisches entlang der Mittelachse durch die Plasmakammer geführt. Dabei wurde in regelmäßigen Abständen die Feldstärke in einer der drei Raumrichtungen elektronisch erfasst. Um die beiden zur Mittelachse senkrechten Komponenten messen zu können, waren daher jeweils zwei aufeinander folgende Messreihen erforderlich. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 2.13 zu sehen.

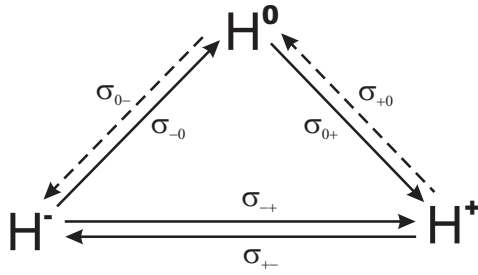
In der Mitte der Kurven sind stellenweise zwei überlappende Linien zu sehen. Diese sind entstanden, weil der geringe Hub des Messtisches es erforderlich machte, den Verlauf in zwei Abschnitten zu messen. Intuitiv mögen Abweichungen von maximal 120 Gauß nicht gravierend erscheinen. Führt man sich jedoch vor Augen, dass diese Feldstärke im errechneten Feld erst bei Radien von 3–4mm auftritt (einem Abstand, bei dem ein Ion die EZR in der Regel nicht mehr passieren kann), so wird klar, dass man mit erheblichen Strahlverlusten im EZR-Target rechnen muss.

Um diese Effekte zu minimieren, wurde die Position der Magnete in allen drei Ringen vorsichtig optimiert. Dazu wurden die Magnete durch Schrauben in Schritten von einigen 10tel Millimetern nach innen oder außen verschoben. Da nach jeder Positionsänderung das Feld auf der Gesamtlänge der Achse neu vermessen werden

musste, war diese Prozedur sehr zeitaufwändig. Sie erlaubte es jedoch, die mittlere Abweichung von 43 Gauß für die X- und 24 Gauß für die Y-Richtung auf 11 Gauß bzw. 14 Gauß zu senken. Die maximalen Feldstärken ließen sich von 127 Gauß in X- und 82 Gauß in Y-Richtung auf 27 Gauß bzw. 37 Gauß mehr als halbieren.

Da die für die Messung verwendete Hallsonde einen Durchmesser von gut 5 mm hat, dürfen diese Messergebnisse jedoch nicht als Absolutwerte für das Feld auf der Mittelachse verstanden werden. Sie sind vielmehr ein Hinweis auf mehr oder weniger große Schwankungen. Aber auch mit einem aufwändigeren und präziseren Messverfahren wäre es kaum möglich gewesen, die Felder besser abzugleichen, da der limitierende Faktor die Positionierung der sich stark anziehenden oder abstoßenden Magnete ist. Die Verschiebung eines der sechs Magnete in einem Ring um 0,5 mm kann durchaus zu einer Änderung der maximalen Feldstärke auf der Achse von bis zu 50 Gauß führen.

### 2.2.1. Simulation der Umladung



**Abbildung 2.14.:** Mögliche Ladungszustände und Übergänge bei der H<sup>-</sup>-Neutralisation. Für die gestrichelten Übergänge wurden bei den Rechnungen  $\sigma_{0-} = \sigma_{+0} = 0$  angenommen.

ben.

Da es für Wasserstoff nur drei mögliche Ladungszustände (H<sup>0</sup>, H<sup>+</sup> und H<sup>-</sup>) mit entsprechenden Übergängen gibt (s. Abb. 2.14), ist es recht einfach auszurechnen, was mit dem Strahl beim Durchgang durch das Target geschieht. In einem infinitesimal dünnen Target wird der Strahl auf  $d\Pi$  Targetteilchen pro Flächeneinheit treffen. Dabei wechselt jedes Strahlteilchen mit der Wahrscheinlichkeit  $\sigma_{if}d\Pi$  von dem Zustand  $i$  in den Zustand  $f$ . Für die Änderung des Teilchenstroms in der neutralen Strahlkomponente ( $dI_0$ ) ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$dI_0 = (I_- \cdot \sigma_{-0} + I_+ \cdot \sigma_{+0})d\Pi - I_0(\sigma_{0-} + \sigma_{0+})d\Pi \quad (2.2)$$

$I_-$  ist der negative,  $I_0$  der neutrale und  $I_+$  der positive Teilchenstrom. Der vordere Teil der Differenz beschreibt dabei den Strom, der aus den negativen bzw. positiven

Um die qualitativen Abschätzungen aus den Wirkungsquerschnitten zu quantifizieren, wurde der theoretische Wirkungsgrad der Neutralisation von H<sup>-</sup>-Ionen in einem Argon-Plasmatarget im Computer berechnet.

Dazu muss man sich den Umladungsvorgang etwas genauer ansehen: Stößt ein Teilchen aus dem Projekttilstrahl mit einem Targetteilchen, so kann es passieren, dass ein oder mehr Elektronen transferiert oder ins Kontinuum emittiert werden. Das Ausgangsteilchen wechselt also vom Anfangszustand  $q_i$  in den Endzustand  $q_f$ . Dieser Übergang wird durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{q_i q_f}$  beschrieben.

Strahlkomponenten neutralisiert wurde, während der hintere Teil den Verlust von bereits neutralen Teilchen in geladene Zustände darstellt. Analoge Gleichungen lassen sich natürlich auch für die Änderung des positiven und negativen Strahls aufstellen. Dadurch ergibt sich für die Zusammensetzung des Strahls ein System aus drei gekoppelten Differentialgleichungen der Form

$$dI_i = (I_j \cdot \sigma_{ji} + I_k \cdot \sigma_{ki} - I_i(\sigma_{ij} + \sigma_{ik}))d\Pi. \quad (2.3)$$

Da der Gesamtteilchenstrom unverändert bleibt, ergibt sich

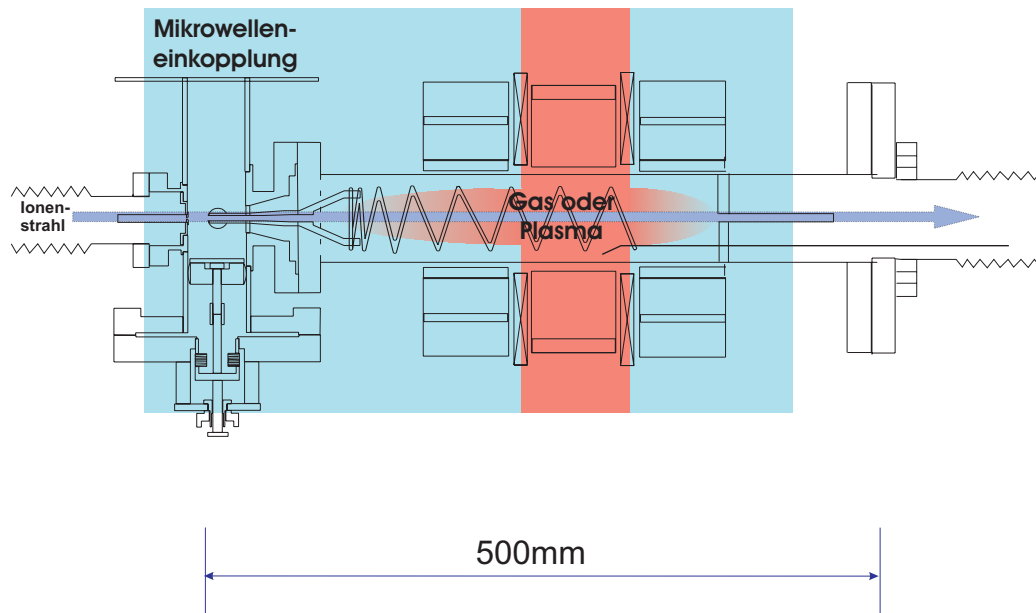
$$I_i + I_j + I_k = I_{\text{ges}} \quad (2.4)$$

als Normierungsbedingung. Dieses Differentialgleichungssystem ist zwar analytisch lösbar ([McD-93]), ein numerischer Lösungsansatz ist jedoch deutlich einfacher. Rechnungen dieser Art wurden bereits in den vorbereitenden Arbeiten ([Ben-93], [Sch-97]) durchgeführt. Sie orientieren sich jedoch nicht an einer konkreten Realisation eines Plasmataargets, sondern betreffen lediglich rein ionische Targets oder Gastargets.

Für den Vergleich mit dem verwendeten EZR-Target lassen sich diese Arbeiten nicht heranziehen, da das EZR-Target aus verschiedenen Gründen eine Kombination von Gas- und Plasmataargets ist. Zum einen besitzt das EZR-Plasma nur einen Ionisationsgrad von etwa 30%–40%. Zum anderen lässt es die Geometrie des Targets nicht zu, lediglich den Bereich, in dem das Plasma zündet, als Target für die Ionen zu verwenden. Ausgehend vom Hexapol breitet sich das Plasma zu den Rändern des Targets aus. Dabei sinkt jedoch sein Ionisationsgrad. Vor und hinter der vom Hexapol ausgehenden Plasmazone befindet sich je ein Gasbereich (s. Abbildung 2.15).

Für eine qualitative Einschätzung der zu erwartenden Veränderungen mussten die Rechnungen daher modifiziert werden. Vereinfacht wurde diese Arbeit dadurch, dass das eigentliche Iterationsverfahren zum Lösen des DGL-Systems nicht wie in den vorbereitenden Arbeiten selbst implementiert werden musste, sondern von dem Numerikprogramm Mathematica bereitgestellt wurde. Die Wirkungsquerschnitte wurden für einige diskrete Energiepunkte im Programm angegeben. Um die Rechnung für beliebige Energien durchführen zu können, wurde zwischen diesen Punkten linear interpoliert.

Bei der Modellierung der Plasmataargets wurde für das Plasma eine homogene Ladungsverteilung angenommen. Die Verteilung der Ladungszustände verändert sich je nach Einstellung der verschiedenen EZR-Betriebsparameter (Mikrowellenleistung, Abstimmung der Mirowelleneinkopplung, Gasdruck, Mischgaszusatz, usw.). Für die im weiteren besprochene Rechnungen wurde eine Ladungszustandsverteilung von 60%  $\text{Ar}^0$ , 30%  $\text{Ar}^{1+}$  und 10%  $\text{Ar}^{2+}$  angenommen. Da die Simulation eines zu den Targeträndern abfallenden Ionisationsgrades sehr aufwändig gewesen wäre, wurden nur zwei Grenzfälle betrachtet, zwischen denen sich das reale Target befinden muss. In der einen Rechnung beschränkt sich das Plasma auf den Bereich des Hexapols.

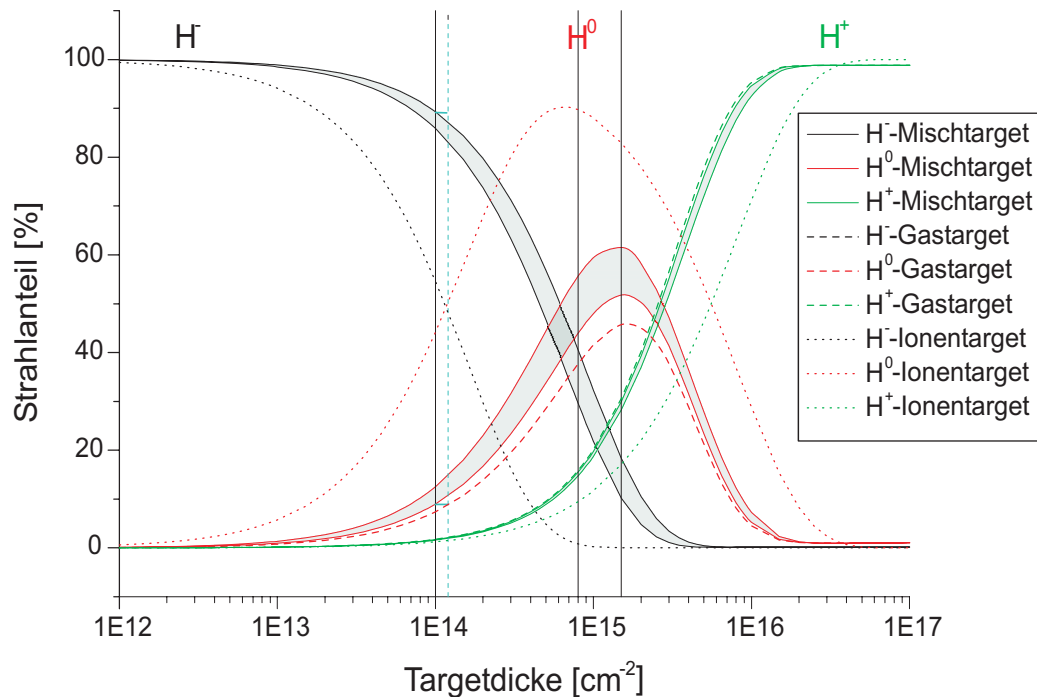


**Abbildung 2.15.:** Schematische Darstellung der Gas-Plasma-Verteilung im EZR-Target. Das Plasma bildet sich im Bereich des Hexapolmagneten und breitet sich von dort zu den Rändern des Targets aus.

In der anderen wird davon ausgegangen, dass sich das Plasma mit vollem Ionisationsgrad bis zu dem – durch Leitwertbegrenzer und Mikrowellenantenne definierten – Ende der Plasmakammer ausbreitet. Desweiteren wurde vereinfachend angenommen, dass der Druck im gesamten Target homogen und außerhalb dieser Bereiche verschwindend gering ist.

Die Wirkungsquerschnitte, die den Berechnungen zugrunde liegen, wurden aus verschiedenen theoretischen und experimentellen Arbeiten ermittelt (s. Anhang B.1). Da es jedoch an systematischen Untersuchungen für den Elektronenverlust von  $H^0$  in Stößen mit mehrfach geladenen Ionen mangelt, musste der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion durch die Annahme, dass dieser etwa gleich dem des Zweielektronenverlustes von  $H^-$  im gleichen Target sein wird ( $\sigma_{0+} = \sigma_{-+}$ ), ersetzt werden. Zumindest als untere Grenze ist diese Annahme sicher geeignet, da eine Einfachionisation in der Regel wahrscheinlicher ist als eine Doppelionisation. Die Wirkungsquerschnitte für den Ladungseinfang  $\sigma_{+-}$ ,  $\sigma_{0-}$  und  $\sigma_{+0}$  sind für die Ergebnisse kaum von Bedeutung, da sie um mehrere Größenordnungen ( $< 10^{-19} \text{ cm}^2$  (s. [Alm-87])) unter denen der korrespondierenden Elektronenverlustreaktion liegen. Außerdem wurde in den Rechnungen nicht berücksichtigt, dass die Elektronen im Plasmabereich selbst noch kinetische Energien bis zu einigen 10 keV haben können. Da der Wirkungsquerschnittsverlauf der Elektronenstoßionisation von Wasserstoff in dem betrachteten Energiebereich zwischen 50 und 400 keV relativ flach ist, ergeben sich dadurch jedoch keine großen Fehler.





**Abbildung 2.16.:** Umladungseffektivität eines 150 keV  $\text{H}^-$ -Strahls in Abhängigkeit von der Targetdicke für ein Ar-Iontarget (gepunktet), Gastarget (gestrichelt) und die beiden Grenzfälle des realistischere Mischtargets (durchgezogen). Der Bereich zwischen diesen, in dem das reale Target erwartet wird, ist grau unterlegt. Die Ladungszustandsverteilung des Mischtargets wurde mit 60%  $\text{Ar}^0$ , 30%  $\text{Ar}^{1+}$  und 10%  $\text{Ar}^{2+}$  angenommen.

In Abbildung 2.16 ist exemplarisch die Umladung eines negativen Wasserstoffstrahls bei einer Energie von 150 keV in den unterschiedlichen Targetmodellen dargestellt. Bei Veränderung der Energie verändern sich Position und Höhe der Maxima leicht, prinzipiell bleiben jedoch Verlauf und Größenordnung der Effekte erhalten. Der maximal erreichbare Wirkungsgrad (s. auch Abb. 2.17) wird für das realistische Mischtarget (durchgezogen) erheblich in Richtung des Gastargets verschoben. Von den gut 90% des rein ionischen Targets (gestrichelt) bleibt nur ein Wirkungsgrad von 52% bis 62%. Für das Gastarget (gestrichelt) sind es noch 46%. Diese Verbesserung um den Faktor 1,13 bis 1,35, bezogen auf die Neutralisation im Gastarget, ist zunächst einmal enttäuschend. Nicht übersehen werden sollte aber, dass es sich bei dem hier vorgestellten EZR-Target nur um eine für den Einsatz als Target modifizierte Ionenquelle handelt. Ein speziell für den Einsatz als Neutralisierer konstruiertes EZR-Target, in dem zunächst einmal die Gasabschnitte vor und hinter dem Plasma minimiert werden sollten, könnte deutlich bessere Werte erreichen. In Abbildung 2.17 sind exemplarisch auch die Werte von zwei verbesserten EZR-Targets dargestellt. Gelingt es, die Gasbereiche vollständig zu eliminieren, steigt der Wirkungsgrad bis auf

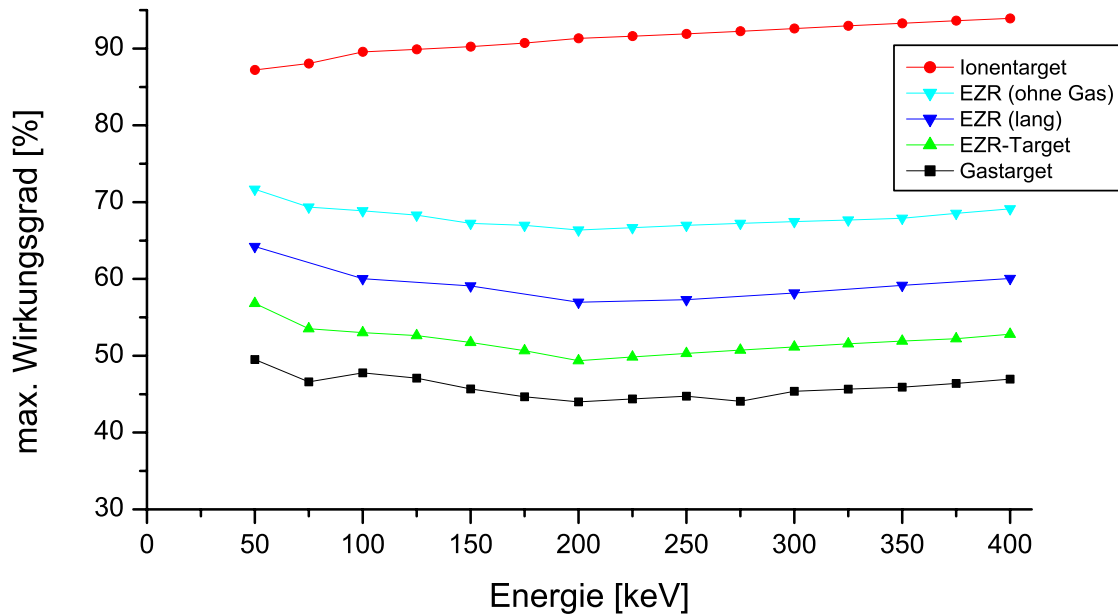
67% (EZR (ohne Gas)). Wird zusätzlich der Ionisationsgrad von 40% auf 60% (40% neutral, 30%  $\text{Ar}^{1+}$ , 20%  $\text{Ar}^{2+}$ , 10%  $\text{Ar}^{3+}$ ) erhöht, so steigt der Wirkungsgrad sogar auf 72%.

Bei all diesen Konfigurationen liegt die effektivste Neutralisation bei einer Targetdicke von rund  $10^{15}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>. Leider ist dieser für die Untersuchungen ideale Bereich mit dem vorgestelltem EZR-Target nicht zugänglich. Mit dem für das EZR-Plasma idealen Gasdruck von  $4 \cdot 10^{-6}$  mbar bis  $1 \cdot 10^{-4}$  mbar lässt sich in der jetzigen Target-Konstruktion maximal eine Targetdicke von gut  $10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> erreichen.

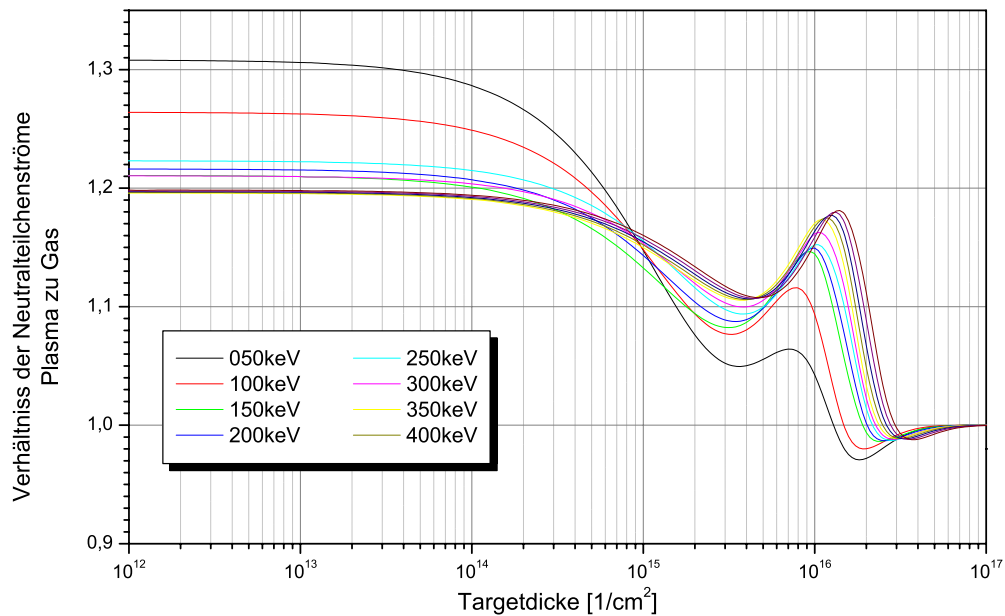
Ohne Rücksicht auf die tatsächliche Zugänglichkeit des entsprechenden Targetdickenbereichs ist in Abbildung 2.17 der maximale theoretisch erreichbare Neutralisationswirkungsgrad in Abhängigkeit von der Energie des H<sup>-</sup>-Ionenstrahls dargestellt.

Da die Messungen jedoch nicht bei der idealen Targetdicke durchgeführt werden können, sind diese Werte so nicht für den Vergleich zwischen Experiment und Rechnung zu gebrauchen. In Abbildung 2.18 ist daher der zu erwartende Anstieg des Neutralteilchenstroms beim Übergang vom Gas zum EZR-Target in Abhängigkeit von der Targetdicke dargestellt. Bei der Betrachtung dieser Kurven fällt auf, dass bei relativ großen Targetdicken der Wert gegen Eins geht oder diese sogar unterschreitet. Der Grund dafür ist, dass der neutrale Strahl durch die Plasmaionen schneller ionisiert wird als durch die Gasatome. Bei den geringen Targetdicken wird das durch die ebenfalls bessere Neutralisation aus der negativen Strahlkomponente mehr als kompensiert. Bei großen Targetdicken ( $> 10^{16}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>) wird der H<sup>-</sup>-Strahl jedoch bereits fast vollständig im vorderen Gasbereich entvölkert. Der Kompensationseffekt kommt also nicht mehr zur Geltung. Bei noch höheren Targetdicken ( $\geq 10^{17}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>) sind bereits nahezu alle Teilchen positiv geladen, wenn sie in die Plasmaregion eintreten. Da weder für den Gas- noch für den Plasmabereich die Elektroneneinfangreaktionen berücksichtigt wurden, können dann auch keine Unterschiede zwischen der Wechselwirkung mit einem reinen Gas- und einem EZR-Target beobachtet werden.

Die Tatsache, dass die Messungen unterhalb der idealen Targetdicke, also auch unterhalb des Maximums der Neutralisationskurve, durchgeführt werden müssen, hat zur Folge, dass es nicht eindeutig möglich sein wird, die Auswirkungen der effektiveren Neutralisation im Plasma von denen einer gestiegenen Targetdicke zu trennen. In Fall eines kurzen Plasmabereichs sind z.B. bei einer Energie von 150 keV und einer Targetdicke von  $1 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> durch eine Steigerung der Targetdicke auf  $1,2 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> die gleichen Veränderungen in den Ionenströmen zu erreichen, wie durch den Übergang vom Gas- zum Mischtarget erwartet wird (s. Abbildung 2.16).



**Abbildung 2.17.:** Berechnete maximale Neutralisationswirkungsgrade für unterschiedliche Targets. Für die EZR-Targets wurde eine Atom-Ionen-Verteilung 60%  $\text{Ar}^0$ , 30%  $\text{Ar}^{1+}$ , 10%  $\text{Ar}^{2+}$  zugrunde gelegt. Das Target EZR (lang) repräsentiert ein Modell mit nur 150 mm Gaszelle vor und hinter einer Plasmazone von 300 mm. EZR (ohne Gas) ist ein Target, das keine Gasbereiche vor oder hinter dem Plasma hat.



**Abbildung 2.18.:** Berechnete Steigerung des Neutralteilchenstroms beim Übergang vom Gas- zum EZR-Target mit einem Ionisationsgrad von 60%  $\text{Ar}^0$ , 30%  $\text{Ar}^{1+}$ , 10%  $\text{Ar}^{2+}$ .



## 3. Experimentelles

### 3.1. Grundidee des Experiments

Das Prinzip des Experimentes ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Ein auf einem Hochspannungsterminal erzeugter Strahl aus negativen Ionen wird elektrostatisch beschleunigt und in einem Magnetfeld abgelenkt. Dabei erfolgt eine Trennung der Strahlbestandteile nach dem Verhältnis von Masse zu Ladung ( $\frac{m}{q}$ ) der Ionen. Der so von Verunreinigungen gesäuberte  $\text{H}^-$ -Strahl tritt dann mit dem Target in Wechselwirkung. Dabei verliert ein Teil des Strahls ein oder auch zwei Elektronen. Der Strahl, der das Target verlässt, ist also ein Gemisch aus  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}^0$  und  $\text{H}^+$ . Die Strahlkomponenten werden elektrostatisch getrennt und einzeln nachgewiesen.

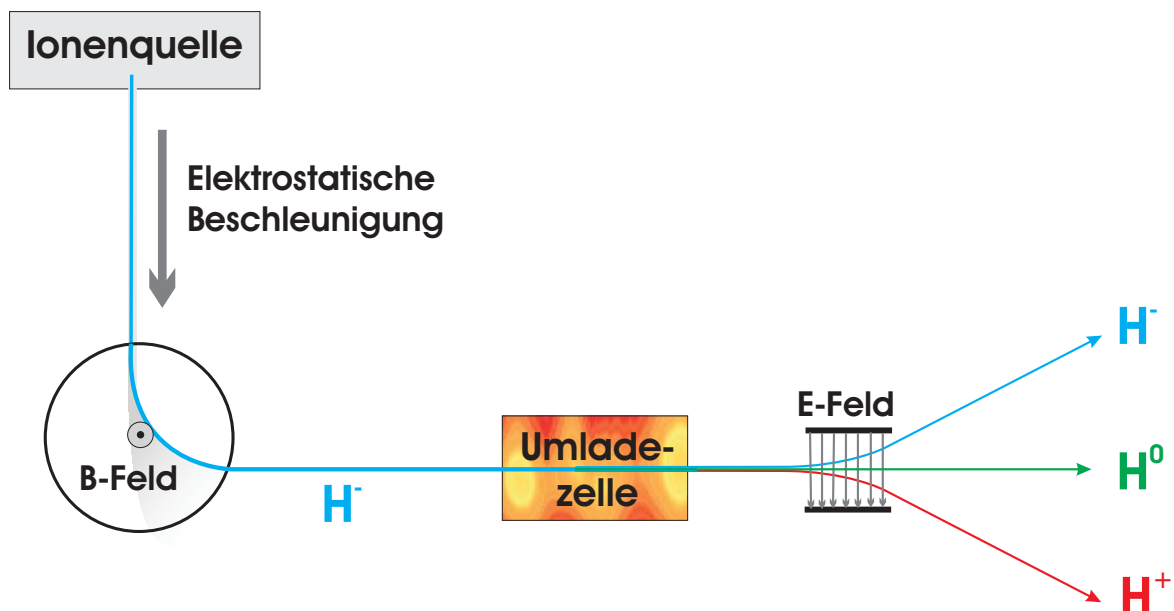


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Experimentes

## 3.2. Experimenteller Aufbau

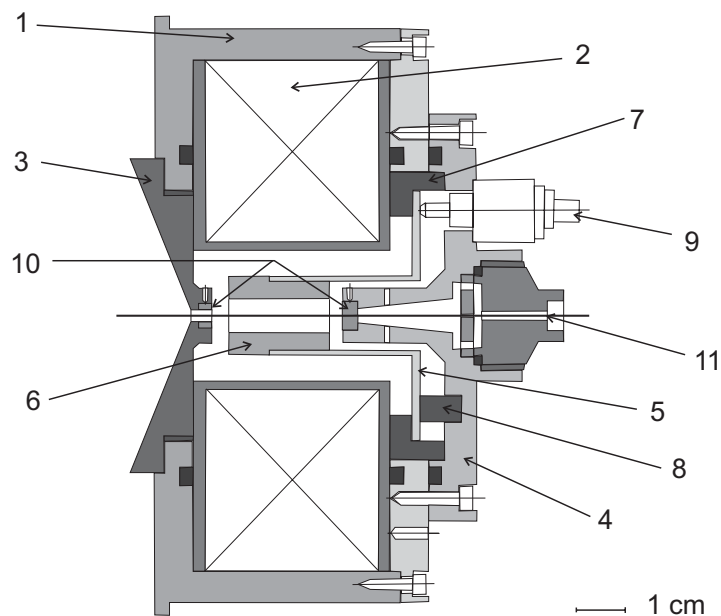
### 3.2.1. Ionenerzeugung und Strahlführung

#### Die Ionenquelle

Zur Erzeugung der negativen Wasserstoffionen wird eine Penningionenquelle (Details s. [Bau-74], [Bau-81]) verwendet. Diese Ionenquellen werden normalerweise für die Erzeugung niedrig geladener positiver Ionen verwendet.

Die Ausbeute an negativen Ionen ist im Vergleich zu Cäsium-Sputter-Quellen (wie in [Ste-94] und [Sch-93] ) sehr gering (max. 100 pA statt einige hundert nA). Da jedoch auf Grund der Einzelteilchendetektoren für den Nachweis der neutralen Strahlanteile ohnehin nur geringe Ströme benötigt wurden, ist das kein Nachteil.

Eine Aufrisszeichnung ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

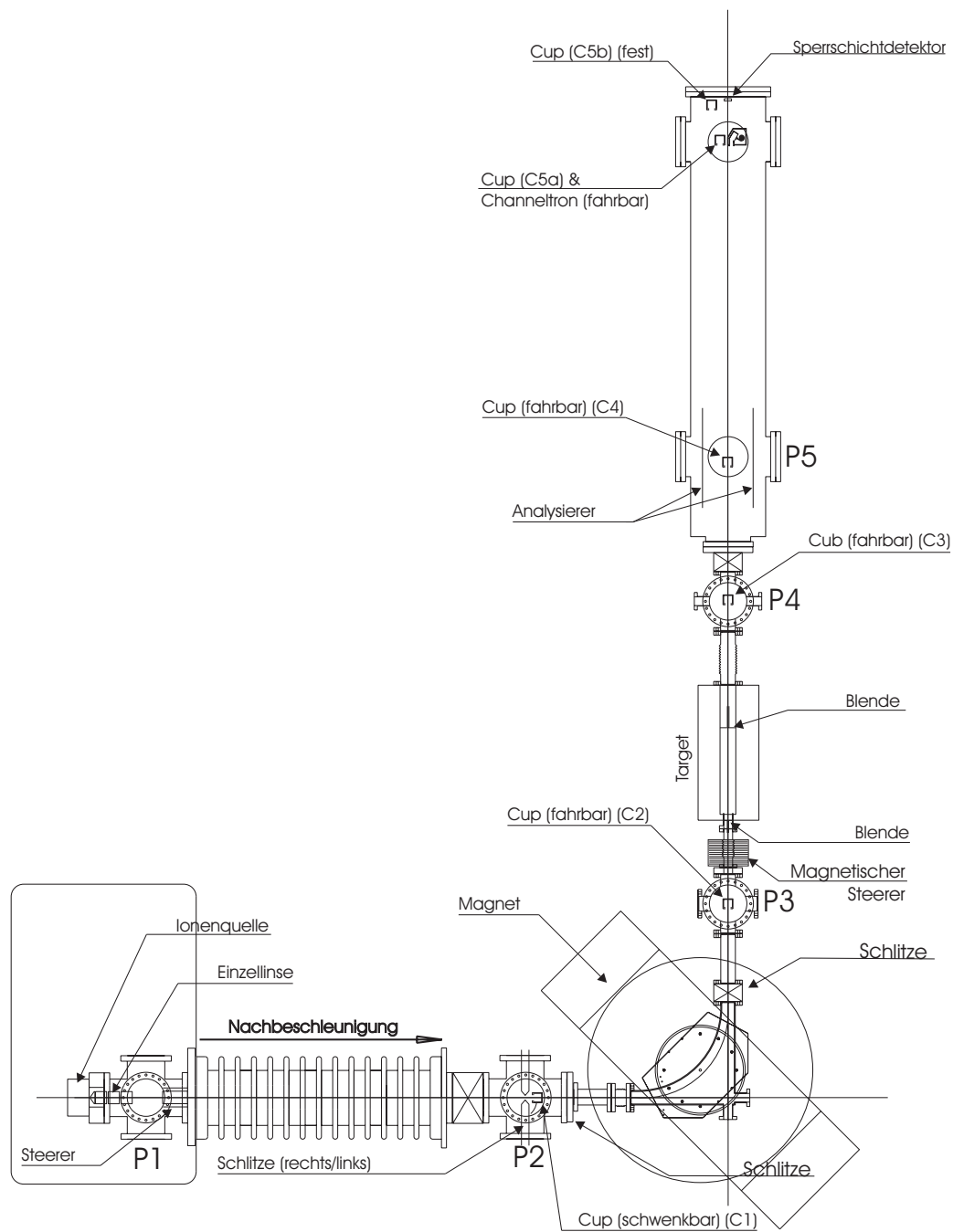


**Abbildung 3.2.:** Gasversion der Penning-Ionenquelle nach Bethge und Baumann [Bau-81].

Die bezeichneten Bauteile sind: 1) Quellengehäuse, 2) Solenoidspulen, 3/4) Kathodenhalterung, 5) Anodenhalterung, 6) Anode, 7/8) Isolatoren, 9) Hochspannungsdurchführung, 10) Kathodeneinsätze, 11) Gaseinlass

#### Strahlführung

Um Wechselwirkungen des Ionenstrahls mit anderen als den Targetpartikeln so gering wie möglich zu halten, muss er in einer Hochvakuum-Röhre von der Ionenquelle



**Abbildung 3.3.:** Skizze des experimentellen Aufbaus.

über den Analysiermagneten zum Target und schließlich zu den Detektoren geführt werden.

Das Vakuum in den Rezipienten wird von fünf Pumpen (3 Turbomolekularpumpen ( $P_1, P_2, P_5$ ) und 2 Öldiffusionspumpen ( $P_3, P_4$ )) erzeugt. Eine detaillierte Beschreibung der Vakuumapparatur findet sich in der vorbereitenden Diplomarbeit ([Sch-97]). In Abbildung 3.3 ist eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zu sehen.

Für die Strahlformung und -führung gibt es verschiedene ionenoptische Komponenten. Direkt hinter der Ionenextraktion, die in der Regel mit einer Spannung von 10 kV erfolgt, befindet sich eine Einzellinse zur Fokussierung des Ionenstrahls. Zwischen ihr und der eigentlichen Beschleunigungsstrecke sitzen zwei Paar elektrostatische Steererplatten. Mit ihnen ist es möglich, den Neigungswinkel des Strahls zu korrigieren. Nach der elektrostatischen Beschleunigung, die mit bis zu 180 kV erfolgen kann, wird der Strahl durch ein Schlitzpaar kollimiert.

Die Polschuhe des Analysiermagneten sind so berechnet, dass das Magnetfeld auf den Ionenstrahl doppelt fokussierend wirkt. Hinter dem Magneten befindet sich ein weiteres Schlitzpaar. Mit diesem wird der Strahl erneut kollimiert. Dadurch wird die Auflösung bei der Trennung (über  $\frac{q}{m}$ ) des Strahls von Verunreinigungen verbessert. Um einen wohldefinierten Strahl zu erhalten, wäre es wünschenswert, zwei aufeinander folgende Schlitzpaare zu haben, da es dann besser möglich wäre Strahlbreite, Emittanz und Strahlrichtung geometrisch genau vorzugeben. Aus Platzgründen musste auf dieses zweite Paar jedoch verzichtet werden.

Zwischen dem Schlitzpaar und dem Target befinden sich noch magnetische Steerer. Mit ihnen lässt sich die Strahlrichtung noch leicht korrigieren, bevor der Strahl das Target erreicht.

Hinter dem Target befindet sich der elektrostatische Analysierer. Er besteht aus zwei planparallelen Kondensatorplatten und kann mit einer Spannung von bis zu  $\pm 5$  kV betrieben werden. In seinem elektrischen Feld wird der Strahl nach den unterschiedlichen Ladungszuständen getrennt. Schließlich werden die drei Strahlkomponenten am Ende des Detektorrohres nachgewiesen. Zu diesem Zweck sind dort zwei Faraday-Becher, ein Channeltron und ein Oberflächensperrschichtdetektor montiert.

Hinter dem Target befinden sich, außer dem Analysierer, keine ionenoptischen Komponenten mehr, da diese lediglich in der Lage wären, die geladenen Strahlanteile zu beeinflussen.

Will man einen Oberflächensperrschicht-Detektor für den Nachweis der Neutralteilchen einsetzen, ergibt sich das Problem, dass der Ionenstrom von 50–200 pA, der normalerweise das Target erreicht, nochmals um mehrere Größenordnungen abgesenkt werden muss, bevor er das Target erreicht. Durch Verringern der Schlitzabstände kann man zunächst sehr bequem den Strom reduzieren und gewinnt dabei in der Regel sogar noch an Strahlqualität. Ist der Schlitzabstand jedoch unter einem Millimeter, verschlechtert sich die Strahlqualität, da ein großer Teil des Strahls durch Randeffekte an den Schlitzkanten beeinflusst wird. Auch durch Verstellen der Ionen-



optik (z.B. Defokussieren) des Strahls lässt sich die Intensität am Target absenken, dies birgt jedoch das Risiko in sich, dass versehentlich nicht auf dem Strahlmaximum sondern auf einer der Flanken gearbeitet wird. Winzige Veränderungen in den Umgebungsparametern bewirken dann große Schwankungen im Ionenstrom. Die eleganteste Methode den Ionenstrom abzusenken, besteht darin, den Strahl zwischen Ionenquelle und Analysiermagnet durch eine Gaszelle zu leiten. In ihr wird ein Teil der Ionen umgeladen und dann am Magneten aussortiert. Die Zahl der umgeladenen Ionen lässt sich durch den Druck in der Gaszelle regulieren.

Bei Betrachtung des experimentellen Aufbaus erkennt man, dass die einzige Stelle, an der sich diese Gaszelle realisieren lässt, in dem Kreuzstück zwischen Beschleunigungsrohr und Magnet ist. Aber auch bei dieser Methode verschlechtert sich die Strahlqualität, da unweigerlich auch der Druck hinter den Schlitzen und in der Magnetkammer ansteigt. Die Folge ist eine merklich erhöhte Strahldivergenz.

Eine weitere Schwierigkeit besteht in der Handhabung dieser kleinen Ströme. Um einen Strahl sauber zum Target und schließlich die Reaktionsprodukte in den Detektor zu bekommen, ist es nötig, ihn schrittweise von vorne nach hinten durch die Apparatur zu führen. Dabei wird zunächst ein Detektor – normalerweise ein Faraday-Becher – an bestimmten Stellen in den Strahlgang gebracht. Der Ionenstrom wird dann optimiert. Danach wird der Detektor aus dem Strahl gefahren und der nächste Detektor in Strahlrichtung wird anvisiert. Will man dies mit Strömen im Bereich von Femtoampere machen, müssen statt der Faraday-Becher Channeltrons oder andere Einzelteilchendetektoren benutzt werden. Das Ermitteln der Zählrate dieser Detektoren ist jedoch sehr viel träger als die Strommessungen mit Faraday-Bechern. Im günstigsten Fall ist es möglich, die aktuelle Zählrate mit einem Ratemeter anzuzeigen, in ungünstigen Fällen muss zunächst ein Spektrum mit dem Computer aufgenommen werden, bevor man die Zählrate ermitteln kann. Doch selbst im ersten Fall reagiert die Anzeige wegen der großen RC-Zeiten deutlich verzögert auf vorgenommene Änderungen.

#### 3.2.2. Das Hochspannungsterminal

Da die Beschleunigung elektrostatisch erfolgt, ist die Strahlenergie nach oben durch die maximal am Hochspannungsterminal anzulegende Spannung begrenzt. Um hohe Kriechströme und Überschläge zu verhindern, ist es unumgänglich, sich über den elektrischen und mechanischen Aufbau Gedanken zu machen.

Zu Kriechströmen kommt es, weil freie Ladungsträger (vor allem Elektronen) vom stark negativ geladenen Hochspannungsterminal in Richtung eines anderen weniger negativen Potentials abwandern. Gewinnen sie dabei ausreichend Energie, um das Medium in dem sie sich bewegen (Dielektrikum, in diesem Fall die Raumluft) weiter zu ionisieren, kann es zu einer lawinenartigen Vermehrung der Ladungsträger und damit zu einem elektrischen Überschlag kommen.

Es ist daher wichtig, den unerwünschten Stromfluss durch das Dielektrikum so ge-

ring wie möglich zu halten. Die einfachste Maßnahme, um dies zu erreichen, ist, den Abstand zwischen den Potentialen möglichst hoch zu wählen. Bei kleineren Aufbauten ist es auch möglich, statt Luft andere Dielektrika wie Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ) oder spezielle Öle zu verwenden. Aufgrund der Größe des experimentellen Aufbaus ist das hier jedoch keine Option.

Bei der mechanischen Konstruktion des Terminals ist es wichtig, jede Form von Spitzen und Kanten zu vermeiden, da an diesen die elektrische Feldstärke besonders hoch ist und es daher deutlich leichter zu Ionisationen und damit zu Überschlägen kommt. Daher besteht die Außenseite des Hochspannungsterminals aus Aluminiumwänden mit abgerundeten Kanten (Radius ca. 5 cm).

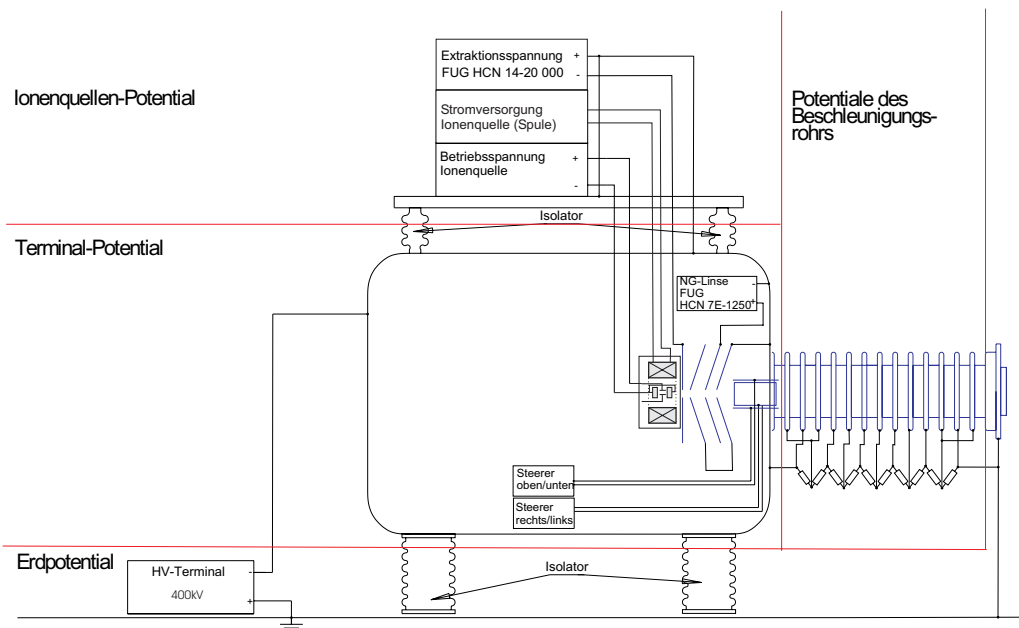
Da zwischen dem Hochspannungsterminal und der Ionenquelle eine Extraktionsspannung von etwa 10 kV anliegt, müssen die für ihren Betrieb benötigten Netzgeräte vom Rest des Terminals isoliert werden. Im Inneren des Terminals ist dafür nicht genügend Platz vorhanden. Daher wurden diese Geräte – zusammen mit dem zugehörigen Trenntransformator – auf einer mit Keramikisolatoren abgesetzten Plattform über dem Hochspannungsterminal montiert. Die Kanten dieser Plattform ließen sich jedoch nicht so gut abrunden wie dies beim Terminal der Fall ist. Entsprechend war es auch der Bereich der Ionenquellenversorgung, von dem die meisten Leckströme abfließen und wo zuerst Überschläge auftraten. Durch zusätzliche Isolierung mit Kunststofffolien war es trotzdem möglich, mit Spannungen um 200 kV arbeiten zu können.

In der Strom-Spannungs-Kennlinie (s. Abb. 3.5) ist zu erkennen, dass der Strom zunächst mit der Spannung nahezu linear ansteigt. Jedoch nur unterhalb von 30 kV stimmt der Quotient aus abfließendem Strom und Spannung mit dem Widerstand des Spannungsteilers ( $10\text{ G}\Omega$ ) überein. Oberhalb von 160 kV steigt der Strom dann immer stärker an.

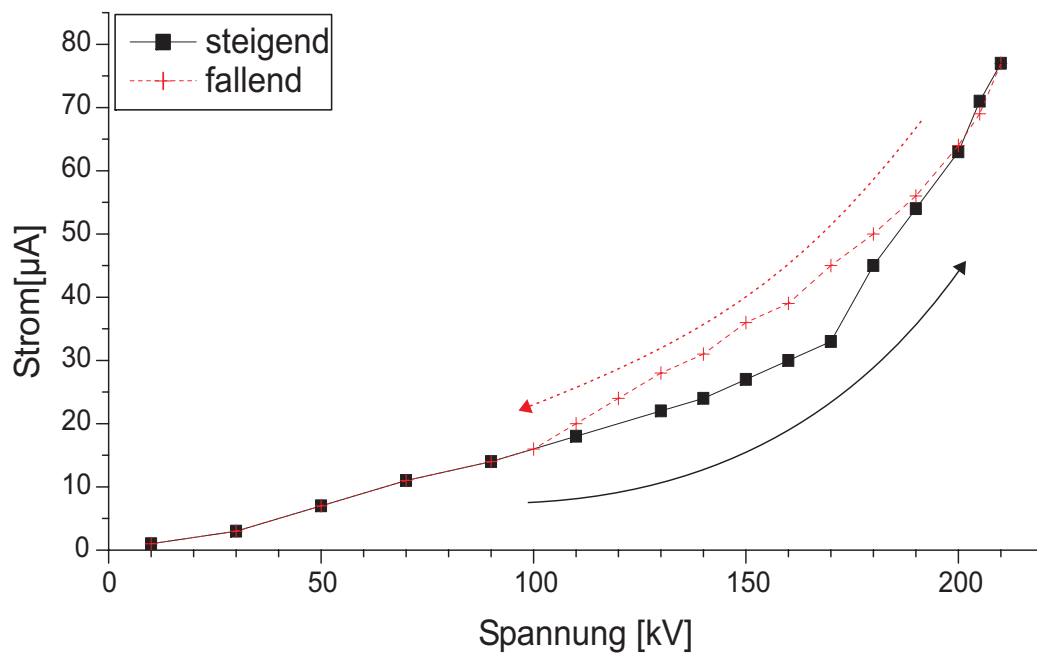
Beim Absenken der Spannung fällt auf, dass der Strom deutlich langsamer sinkt, als er beim Erhöhen der Spannung angestiegen ist. Grund dafür ist, dass durch die fließenden Kriechströme weitere Partikel in der Luft ionisiert werden. Dadurch bilden sich „Strompfade“, die leichter zu erhalten als einzurichten sind.

Neben der Spannungsfestigkeit des Hochspannungsterminals muss auch darauf geachtet werden, dass die für den Betrieb auf dem Terminal notwendigen Geräte, trotz galvanischer Trennung vom Stromnetz, mit ausreichender Leistung versorgt werden können. Für die Trennung von Erd- und Terminalpotential wird ein Motorgenerator verwendet, d.h. dass ein Elektromotor auf Erdpotential über eine lange Kunststoffwelle einen Generator auf Terminalpotential antreibt. Dieser liefert die Versorgungsspannung für alle Geräte auf dem Terminal.

Zu versorgen sind auf dem Terminal Pumpen und Messröhren für die Vakuumerzeugung und -diagnostik sowie Hochspannungsnetzgeräte für Steerer und Linse. Auf dem Ionenquellenpotential befinden sich Hochspannungsnetzgeräte für die Erzeugung des Ionenquellenpotentials und der Betriebsspannung der Penningquelle, sowie



**Abbildung 3.4.:** Übersicht über die Potentiale und Versorgungsgeräte des Hochspannungsterminals



**Abbildung 3.5.:** Strom-Spannungs-Kennlinie des Hochspannungsterminals. Bis 30 kV entspricht die Steigung dem Leitwert des Spannungsteilers.

eine Stromquelle zur Versorgung der Solenoidspulen. Sie werden über einen Trenntransformator vom Terminal aus versorgt, da das Ionenquellenpotential von dem des Terminals verschieden sein muss (s. Abb. 3.4).

Alle Netzgeräte und Hochspannungsversorgungen auf dem Terminal sind Dank einer im Strahlzentrum entwickelten Elektronik über Lichtwellenleiter fernsteuerbar. So ist es auch bei angelegter Beschleunigungsspannung möglich, bequem und präzise Änderungen an Betriebsparametern der Ionenquelle oder Ionenoptik vorzunehmen.

Neben den negativen Ionen werden aus der Ionenquelle zwangsläufig auch Elektronen mit extrahiert. Durch einen noch auf dem Terminal in P1 montierten Magneten wurde versucht, diese so abzulenken, dass sie nicht mit beschleunigt werden, da sie andernfalls bei der Strahlreinigung im Analysiermagneten Bremsstrahlung erzeugen. Leider ist es jedoch nur teilweise gelungen, die Elektronen bereits auf Terminal aus dem Strahl zu entfernen. Daher wurden P2 und der Analysiermagnet durch Bleiverkleidungen bzw. -wände zusätzlich abgeschirmt.

#### 3.2.3. Messung der Reaktionsprodukte

Nach der Wechselwirkung mit dem Target werden die Reaktionsprodukte und Primärstrahlen durch einen planparallelen Plattenkondensator elektrostatisch voneinander getrennt. Die Platten haben eine Länge von 400 mm und eine Höhe von 200 mm, während ihr Abstand nur 80 mm beträgt. Da der Abstand der Platten im Verhältnis zu ihrer Länge und Höhe recht gering ist, sollten Streufelder des Kondensators kaum Einfluss auf die Strahlführung haben.

Der Nachweis der aufgespalteten Strahlkomponenten erfolgt in drei getrennten Detektoren. Für die beiden geladenen Teilchenströme  $H^-$  und  $H^+$  bieten sich je nach erwartetem Strom Faraday-Becher oder Einzelteilchen-Detektoren wie z.B. Channeltron-Detektoren an. Für den neutralen Anteil ( $H^0$ ) ist der Nachweis deutlich schwieriger. Da die Neutralteilchen nicht im Faraday-Becher gemessen werden können, müssen sie mit anderen Methoden, z.B. Einzelteilchendetektoren, nachgewiesen werden. In den Vorversuchen [Sch-97] mit Gastargets haben sich Channeltrons dafür bewährt. Diese Art von Detektoren sprechen jedoch nicht nur auf massebehaftete Partikel sondern auch auf Photonen an. Da dem Teilchenstrom das von dem EZR-Plasma in Strahlrichtung emittierte Licht überlagert ist, scheiden sie daher für diese Anwendung aus.

Ein einfaches und übliches Verfahren, Signale von einem kontinuierlichen Untergrund zu trennen, ist, das Signal – in diesem Fall also den Ionenstrahl – zu pulsen. Dadurch ist es möglich, den Untergrund alleine und Signal und Untergrund gemeinsam zu messen. Subtrahiert man dann den Untergrund von dem gemeinsamen Messwert, so erhält man das tatsächliche Signal. Leider lässt sich dieses Verfahren hier nicht anwenden, da – wie die folgende Abschätzung zeigt – die Photonenzahl dafür zu hoch ist.

Im Plasma der EZR befinden sich wenigstens  $10^{11}$  Teilchen (Plasmavolumen 0,5 l bei  $10^{-6}$  mbar). Wenn nur 10% davon ionisiert sind (niedrige Schätzung), so enthält

das Plasma  $10^{10}$  Ionen in diversen Ionisations- und Anregungszuständen. Typische Lebensdauern angeregter atomarer Zustände liegen „in einem weiten Bereich um  $10^{-8}$  s“ (aus: [May-85]). Daher ist es sicherlich nicht zu hoch gegriffen, dass die Ionen innerhalb von  $10^{-6}$  Sekunden wenigstens einmal unter Aussendung eines Photons rekombinieren. Es verlassen also mindestens  $10^{16}$  Photonen pro Sekunde die EZR. Erfolgt diese Emission isotrop in alle Richtungen, werden in den Raumwinkel, den das Channeltron abdeckt (Abstand ca. 2 m von der EZR und Öffnungsradius 1 cm), noch gut  $10^{11}$  Photonen emittiert. Technisch ist ein Channeltrondetektor jedoch nicht in der Lage, Zählraten über 200000 Teilchen/s zu erfassen.

Die Versuche, den photonischen Untergrund durch Blenden oder Folien soweit zu senken, dass eine Messung trotzdem noch möglich wird, scheiterten daran, dass der Teilchenstrom von diesen Maßnahmen immer deutlich stärker beeinträchtigt wurde als der Photonenanteil.

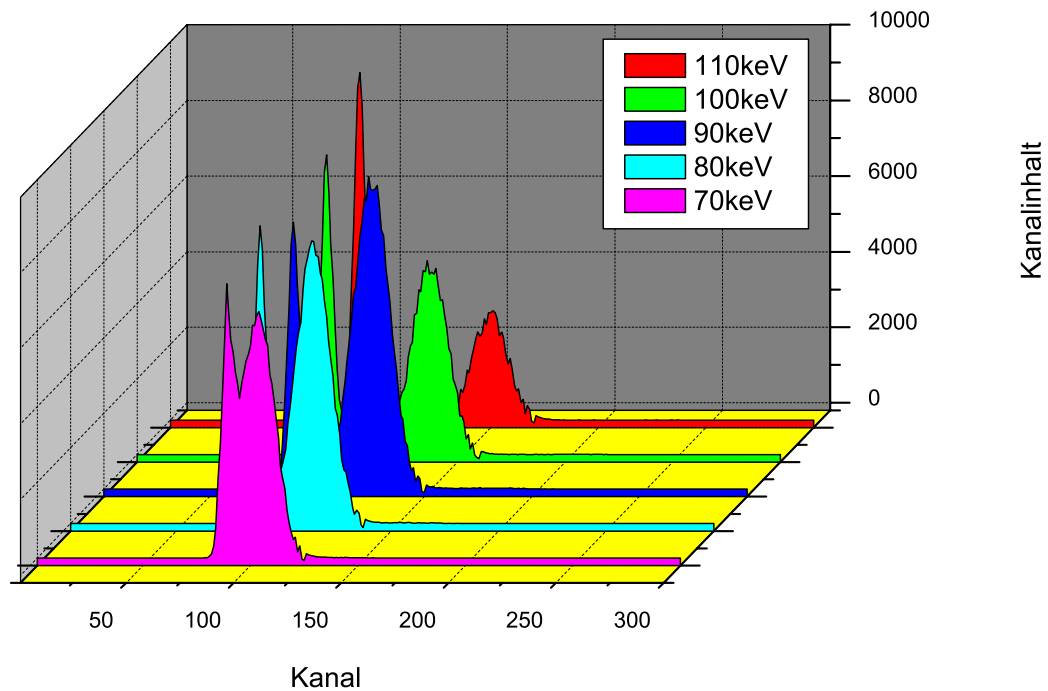
Eine andere Idee war, die Wasserstoffatome an einer dünnen Kohlenstoffolie zu stripfen und den so entstehenden geladenen Teilchenstrom in einem Faraday-Cup zu messen. Leider ist der zugängliche Energiebereich von max. 200 keV (anfangs sogar nur 100 keV) dafür nicht hinreichend. Folien, die dünn genug gewesen wären, sind experimentell nur sehr schlecht handhabbar.

Es zeigte sich schließlich, dass die „ragedized“ Versionen von Oberflächensperrschichtdetektoren für den Nachweis des Neutralteilchenstroms in Frage kommen. Bei ihnen handelt es sich im Prinzip um großflächige Dioden. Legt man an diese in Sperrrichtung eine Spannung an, kann nur dann ein Strom fließen, wenn genügend Energie in die Verarmungszone eingebracht wird, um Ladungsträger ins Leitungsband zu heben. Diese Energie kann z.B. die kinetische Energie eines in der Diode gebremsten Teilchens sein. An sich reagieren auch diese Detektoren auf Photonen, aber bei der „ragedized“ Version ist die Sperrschicht mit einer hauchdünnen Aluminiumschicht bedeckt. Diese soll den Detektor vor „Umwelteinflüssen“ wie Staub oder schädlichen Gasen schützen, aber auch den Photonen aus der EZR gelingt es nicht, diese zu durchdringen. Natürlich bewirkt auch die Umgebungswärme, dass permanent einige Elektronen ins Leitungsband gehoben werden. Dies macht sich durch ein starkes Rauschen am unteren Ende des Energiebandes bemerkbar. Jedoch ist schon bei einem 80 keV-Strahl das Signal klar vom Untergrund zu trennen (s. Abb. 3.6).

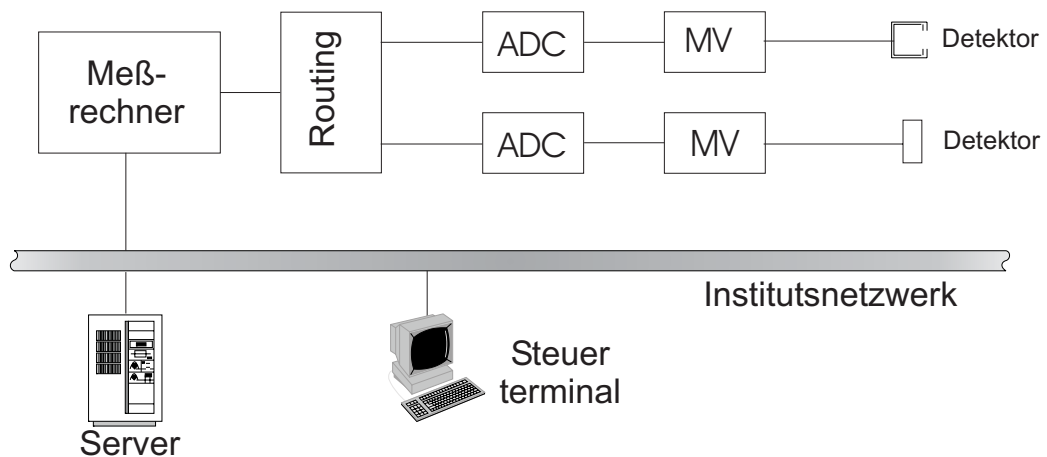
Die vom Detektor erzeugten Impulse werden zunächst elektronisch verstärkt. Die Impulshöhe wird anschließend mit Hilfe eines für Impulsspektroskopie geeigneten Analog-Digital-Konverters (ADC) aufgenommen und durch einen Messrechner in ein Vielkanalspektrum eingetragen (s. Abb. 3.7 und s. Abschnitt 3.2.4).

Ein großer Nachteil der Sperrschichtdetektoren ist, dass sie aufgrund langer Totzeiten nach dem Nachweis eines Teilchens maximal für Teilchenströme von 10000 Teilchen/s geeignet sind. Und selbst diese „hohen“ Teilchenströme führen bereits zu einer Herabsetzung der Lebensdauer des Detektors, da jedes im Halbleiter gestoppte Teilchen natürlich zu seiner Verunreinigung und damit zu seiner Zerstörung beiträgt.

Ein Teilchenstrom von 10000 Teilchen/s entspricht bei einfach geladenen Ionen ei-



**Abbildung 3.6.:** Spektrum des Oberflächensperrschichtdetektors für  $H^0$ -Atome mit Energien zwischen 70 keV und 110 keV. Der vordere der beiden Peaks gehört zum Untergrund. Die Position des Signalpeaks verschiebt sich mit höheren Energien zu höheren Kanalzahlen.



**Abbildung 3.7.:** Prinzip der computergestützten Messdatenaufnahme.

- Detektoren – Oberflächensperrschichtdetektor, Faradaybecher
- MV – Messverstärker (Signalvorverstärker, Elektrometerverstärker)
- ADC – Analog Digital Converter

nem Ionenstrom von  $10^4$  Teilchen/s  $\cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$  As/Teilchen = 1,6 fA. Da eine exakte Messung so niedriger elektrischer Ströme nur mit hohem experimentellen Aufwand möglich ist, empfiehlt es sich, bei Einsatz des Sperrschichtdetektors auch die geladenen Strahlkomponenten mit Einzelteilchen-Detektoren nachzuweisen. Dabei ist es unerheblich, ob dort ebenfalls Sperrschicht-Detektoren oder z.B. Channeltrons zum Einsatz kommen.

Nicht übersehen darf man dabei jedoch den Punkt, dass Ströme im fA-Bereich nicht nur besondere Anforderungen an die Messtechnik, sondern auch an die Ionenoptik stellen. Wenn die Neutralisation effektiv funktioniert, muss der Neutralteilchen-Detektor in der Lage sein, bis zu 50% des gesamten Teilchenstroms nachzuweisen. Daraus folgt, dass der für die Messung präparierte Ionenstrahl nur einen Strom im niedrigen fA-Bereich haben darf. Da die Ionenquelle, auch wenn sie nicht für die Erzeugung negativer Ionen optimiert ist, wenigstens einen Strom im Bereich von Picoampere liefert, muss der extrahierte H<sup>-</sup>-Strom bis zum Target um drei Größenordnungen reduziert werden. In der Praxis zeigte sich leider, dass das mit diesem experimentellen Aufbau aus vielen Gründen kaum möglich ist.

Die Vielzahl der Nachweisprobleme führte schließlich zu einem pragmatischen experimentellen Ansatz. Da der gleichzeitige Nachweis aller Strahlkomponenten in dieser Arbeit nicht zu realisieren ist, wurden sie nur einzeln gemessen und diese Ergebnisse in Relation zu den Erwartungen gesetzt. In einer Messreihe wurde der reine Neutralteilchenstrom und in einer anderen nur die geladenen Strahlanteile gemessen.

#### 3.2.4. Computergestützte Messwertaufnahme

Wie zuvor bereits erwähnt, wurden nahezu alle Messungen des Teilchenstroms durch den Laborcomputer unterstützt.

Der prinzipielle Aufbau der Messapparatur (s. Abb. 3.7) ist dabei für alle Messungen ähnlich. Das zu messende analoge Signal wird vom Detektor über einen geeigneten Messverstärker an einen Analog-Digital-Konverter (ADC) weitergegeben. Dieser wandelt es in eine vom Computer verarbeitbare Zahl und speichert diese zwischen. Auf ein Signal von außen – es kann von einem Taktgeber oder dem ADC erzeugt werden – holt der Rechner sich dann den Messwert vom ADC ab und speichert ihn in einer Tabelle.

Als Messcomputer dient eine CPU-Karte auf Basis eines Motorola 680xx Prozessors, die über ein VME-Bussystem und eine Interfacekarte mit einer Steuerlogik für die ADCs verbunden ist. Auf dem Messrechner kommt das Echtzeitbetriebssystem VXWorks zum Einsatz. Programm und Messdaten werden über Ethernet von bzw. auf dem zentralen Server des Instituts übertragen. Gesteuert wird der Messrechner ebenfalls über das Institutsnetzwerk. Als Terminal dafür wird ein normaler PC verwendet.

Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Messmethoden und -programmen liegen im Detail:

#### Spektroskopie

Bei den Messungen mit dem Oberflächensperrschichtdetektor wurde der ADC in einer Betriebsart verwendet, bei der er von den ankommenden Signalpulsen jeweils die Höhe des Maximums misst. Wird ein neuer Impuls gemessen, wird ein Signal generiert (Interrupt), das den Messcomputer veranlasst, den Messwert aus dem ADC auszulesen. Der Messwert gibt an, für welchen Kanal der Messwert um eins erhöht wird. Im Spektrum ist somit eine Häufigkeitsverteilung der einzelnen Impulshöhen zu sehen.

#### Strommessungen

Im Gegensatz zu der Einzelteilchenmessung mit dem Sperrschichtdetektor ist der Ionenstrom nicht eine Reihe diskreter Impulse, sondern ein kontinuierliches Signal aus den Faradaybechern. Dieser Strom wird von Elektrometer-Verstärkern in eine Spannung konvertiert. Diese Spannung wird wiederum an den ADC weitergeleitet. Bei diesen Messungen wird der Wandelvorgang und die Abholung der Daten durch einen konstanten externen Takt eingeleitet. Das Messergebnis wird jeweils in einem neuen Kanal abgelegt. Dadurch entsteht ein zeitlicher Verlauf des Ionenstroms mit der Frequenz des externen Taktgebers als Zeitbasis.

Um die Abbildungseigenschaften und die Linearität der ADCs zu überprüfen, wurde eine Vergleichskurve aufgenommen. Dazu wurden die ADCs und ein Referenzvoltmeter parallel geschaltet und mit verschiedenen Spannungen versorgt. Die dabei ermittelte Kanalzahl wurde gegen die angelegte Spannung aufgetragen (s. Abb. 3.8). Beide ADCs sind im Messbereich linear. Lediglich ADC2 weist bei 0,517 V eine deutliche Abweichung des Messwertes von der Regressionsgeraden auf. Dies liegt vermutlich an einem vorübergehenden Ausfall des 7.-Bits. Der Wert, der ohne diesen Ausfall erreicht worden wäre, ist ebenfalls in der Grafik eingetragen. Bei der Berechnung der Fitfunktion wurde dieser vermutlich fehlerhafte Wert nicht berücksichtigt. Für den Zusammenhang zwischen Kanalzahl und der angelegten Spannung ergibt sich für ADC1:

$$N = \frac{426,6 \cdot U}{V} + 2112 \quad (3.1)$$

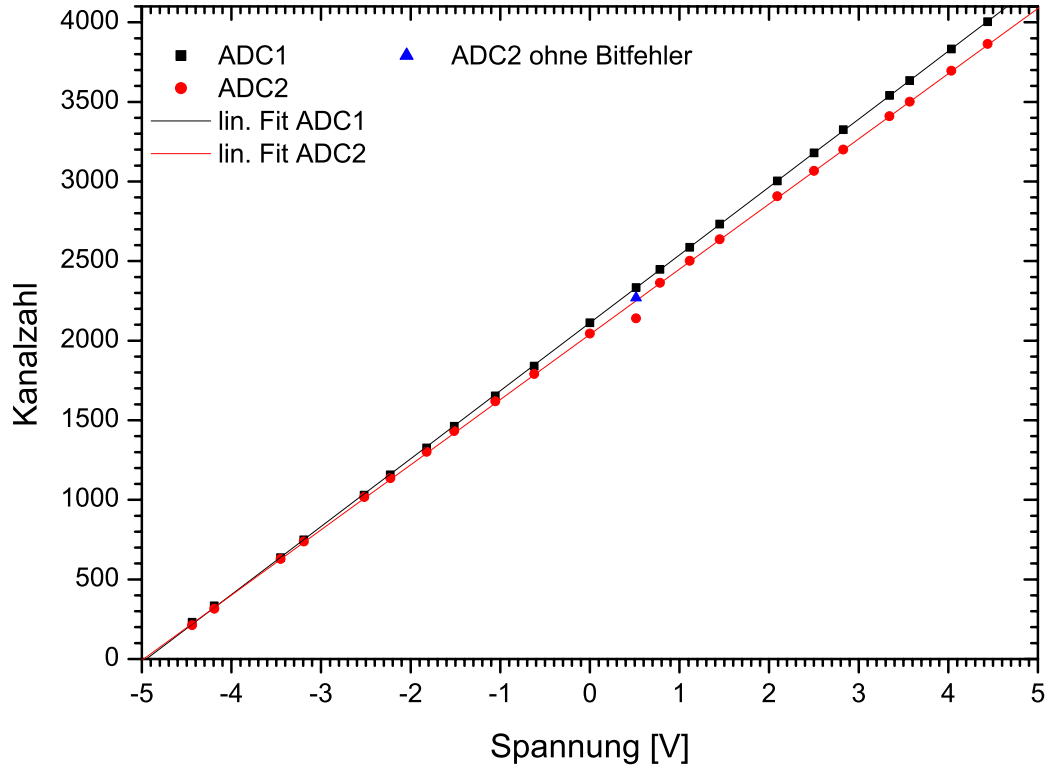
Für ADC2 gilt:

$$N = \frac{409,8 \cdot U}{V} + 2045 \quad (3.2)$$

#### 3.2.5. Bestimmung der Targetdicke

Um die Messungen mit den Simulationen vergleichen zu können, ist es wichtig, die Targetdicke (II), d.h. die Zahl der Targetteilchen, die dem H<sup>+</sup>-Strahl pro Flächeneinheit in Strahlrichtung gegenüberstehen, zu kennen. Sie ergibt sich durch Integration





**Abbildung 3.8.:** An den Kalibrierungskurven der beiden ADCs ist zu erkennen, dass beide im Messbereich eine gute Linearität aufweisen, sich aber bezüglich des Nullpunktes und der Steigung leicht unterscheiden.

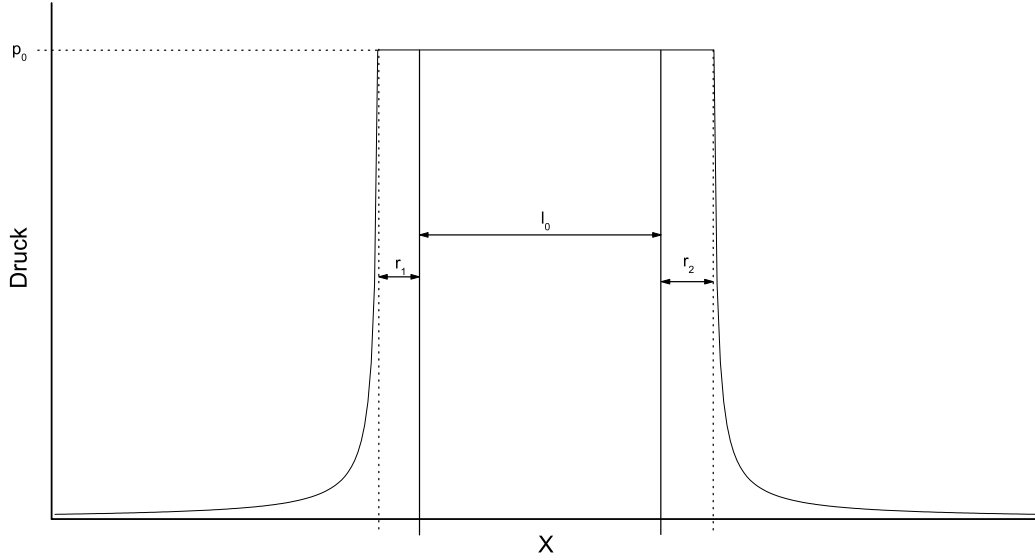
der Teilchendichte  $n(x)$  entlang des Strahlwegs vom Analysiermagneten bis zum elektrostatischen Analysierer.

$$\Pi = \int_{x_1}^{x_2} n(x) dx \quad (3.3)$$

Mit der Annahme, dass das Targetgas bzw. Plasma sich näherungsweise wie ein ideales Gas verhält, ergibt sich durch Einsetzen der allgemeinen Gasgleichung  $p \cdot V = N \cdot kT$ :

$$\Pi = \int_{x_1}^{x_2} \frac{p(x)}{kT} dx \quad (3.4)$$

Die Druckverteilung im Target und seiner näheren Umgebung, lässt sich nach [Tob-68], [Mul-75] und [Mel-83] wie in Abbildung 3.9 dargestellt abschätzen. Innerhalb des Targets ist der Druck konstant, außerhalb bleibt der Druck noch auf der Länge des Blendenradius ( $r_i$ ) konstant, um dann mit  $1/x^2$  abzufallen. Wenn die Abstände zwischen Target und Analysiermagnet (bzw. Analysierer) deutlich größer als die Öffnungen der Leitwertbegrenzer sind, können die Integrationsgrenzen  $x_1$  und



**Abbildung 3.9.:** Druckverteilung im Bereich des Targets.

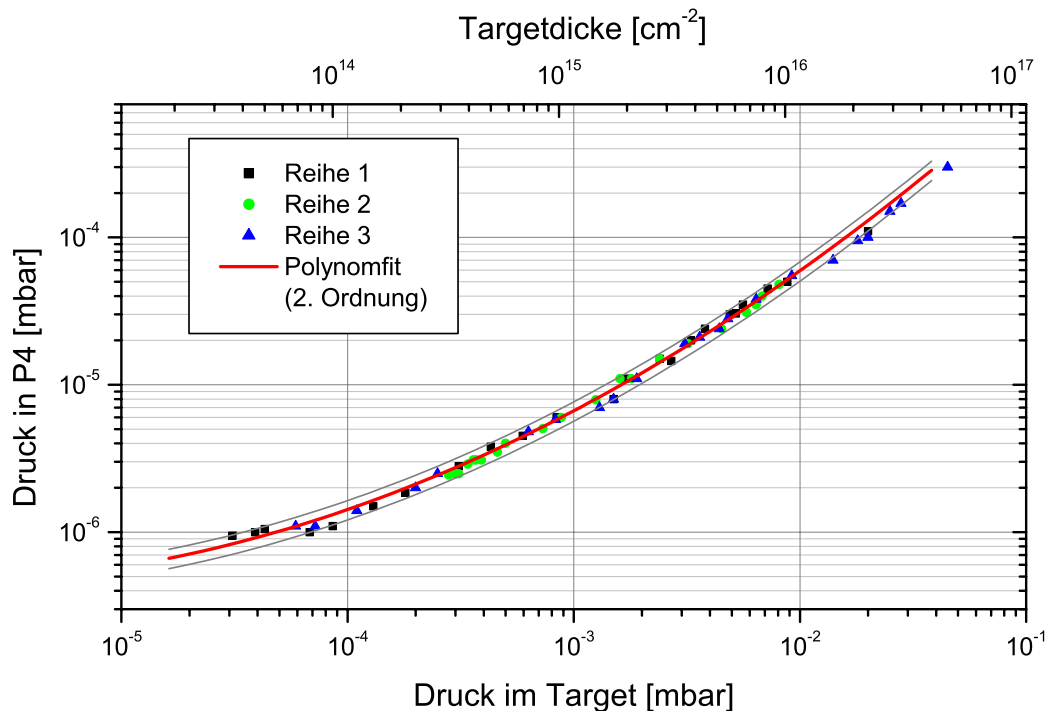
$x_2$  durch  $-\infty$  und  $\infty$  ersetzt werden.

$$\begin{aligned} \Pi &= \frac{1}{kT} \left( \int_{-\infty}^{-r_1} \frac{p_0 r_1^2}{x^2} dx + \int_{\frac{l_0}{2} - r_1}^{\frac{l_0}{2} + r_2} p_0 dx + \int_{+r_2}^{\infty} \frac{p_0 r_2^2}{x^2} dx \right) \\ &= \frac{p_0}{kT} (l_0 + 2(r_1 + r_2)) \approx 1,16 \cdot 10^{18} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2} \cdot p[\text{mbar}] \end{aligned} \quad (3.5)$$

$p[\text{mbar}]$  ist dabei der Druck im Target in mbar. Die Einheit ist bereits in der Konstanten verrechnet.

Bei angeschlossenem Magnetron, kann der Druck im Target konstruktionsbedingt nicht direkt gemessen werden (s. 2.2). Daher muss dieser aus dem Druck in dem Rezipienten hinter dem Target (P4) abgeleitet werden. Dazu wurde in mehreren Messreihen der Zusammenhang zwischen dem Druck im Target und in P4 aufgenommen (s. Abb. 3.10). Um den Druck im Target zu bestimmen, wurde statt des Magnetrons im Bereich der Mikrowelleneinkopplung eine Ionivac- und eine Thermovac-Messröhre montiert. Da die Messröhren vom Hersteller auf Stickstoff normiert werden, mussten die Messwerte für die das verwendete Argon renormiert werden.

Geometrische Veränderungen an dem Target wurden nach der Messung nicht mehr vorgenommen. Es war aber mehrfach nötig, das Target und die mit ihm verbundenen Rezipienten zu belüften. Auch musste die Vorpumpe an P4 im Laufe der Arbeit ersetzt werden. Dadurch kann es zu Verschiebungen im unteren Druckbereich ( $< 2 \cdot 10^{-7}$  mbar) gekommen sein. Die höheren Drücke sind davon jedoch kaum betroffen, da die dadurch entstehende Verschiebung im Bereich von  $10^{-6}$  mbar liegt.



**Abbildung 3.10.:** Zusammenhang zwischen dem Gasdruck im Target und im Rezipienten P4. Auf den Abszissen sind Targetdicke (oben) und -druck (unten), auf der Ordinate ist der zugehörige Druck in P4 aufgetragen. Die Messreihen 1, 2 und 3 wurden an unterschiedlichen Tagen aufgenommen. Der Polynomfit wurde über alle drei Messreihen gelegt.

Im Prinzip ließe sich auch der Druck im Gaseinlass oder im Rezipienten P3 zur Ableitung der Targetdrucks nutzen. Da letzterer sich bei Gaseinlass in P2 jedoch leicht verändert, und der Gaseinlass wegen des geringen Leitwertes der Zuleitung nur sehr schwach an den Druck im Target gekoppelt ist, wurden diese nicht weiter berücksichtigt.

### Fehlerabschätzung

Diese Methode zur Bestimmung der Targetdicke ist leider recht ungenau. Der Fehler, der bei der Ableitung des Druckes gemacht wird, kann nur geschätzt werden. Für die zur Druckmessung verwendeten Ionivac-Messröhren muss eine Unsicherheit von gut 15% angenommen werden. Außerdem wird die Unsicherheit von in der Druckmessung – durch den flachen Verlauf der Normierungskurve (Abb. 3.10) – bei der Abbildung auf die Targetdicke ungünstig verstärkt. Der Fehler von  $\pm 15\%$  bei der Messung des Druckes in P4 bedeutet (je nach Position auf der Normierungskurve) im Target eine Unsicherheit von etwa  $\pm 11\%$  am oberen Ende der Kurve. Im flachen unteren Bereich der Kurve sind es jedoch bis zu  $-36\%$  und  $+53\%$ . Im für die durchgeführten Mes-

### 3. Experimentelles

---

sungen relevanten Bereich um  $7$  bis  $8 \cdot 10^{-6}$  mbar liegt der Fehler zwischen  $-17\%$  und  $+25\%$ . Das bedeutet, dass bei einem in P4 gemessenen Druck von  $8 \cdot 10^{-6}$  mbar die Targetdicke zwischen  $1,2 \cdot 10^{15}$  und  $1,8 \cdot 10^{15}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> liegt.

Außerdem darf nicht vergessen werden, dass auch das aus dem Target in die Rezipienten P3 und P4 einströmende Gas die Zahl der Teilchen im Strahlweg vergrößert. Dieser zusätzliche Anstieg der Targetdicke kann nur geschätzt werden.

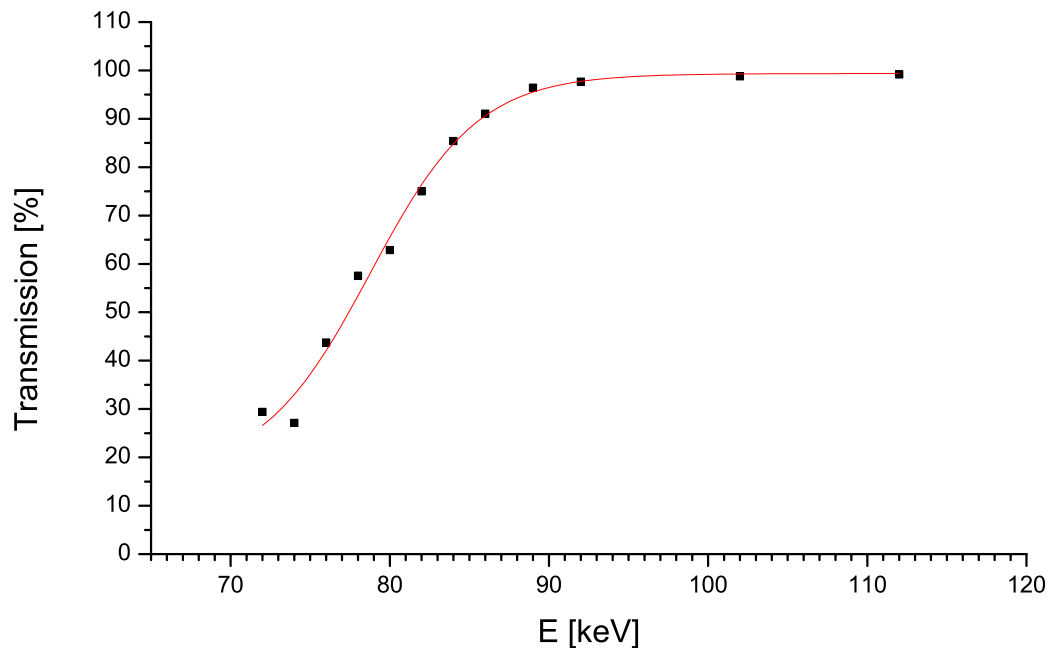
## 4. Messungen und Ergebnisse

### 4.1. Transmission

Bevor mit den eigentlichen Messungen begonnen werden konnte, musste überprüft werden, ob es experimentell tatsächlich möglich ist, einen Ionenstrahl durch das Target zu schießen und wie hoch dabei eventuell auftretende Verluste sind.

Dazu wurden mit Faradaybechern unmittelbar vor (C2) und hinter (C3) dem EZR-Target die jeweiligen Ionenströme gemessen. Das Verhältnis der beiden Ströme ist die Transmission. Da diese sehr stark von der Strahlqualität abhängt, ist es sinnvoll, mehrfach zwischen dem vorderen und hinteren Cup zu wechseln und dabei sukzessive den Strahl zu optimieren. Während sich vernünftige Betriebsparameter für die Ionenquelle, die Steerer, sowie die Einzellinse recht zügig finden lassen, ist die Optimierung der Schlitzpositionen sehr diffizil. Hier zeigte sich deutlich der Nachteil, dass keine Folge von Schlitzern in gerader Linie zur Verfügung stand. Da die Strahlebene weitgehend durch die Justierung der Apparatur festliegt, ist das Einstellen der oberen und unteren Strahlbegrenzung noch recht einfach. Versucht man aber, die Eintrittsposition in der Strahlebene mit Hilfe der Schlitze vor dem Target festzulegen, so ergibt sich bei der Wahl einer vorderen Schlitzposition und einem entsprechend angepassten Magnetfeld trotzdem noch eine Freiheit im Winkel. Zur Erleichterung dieser Arbeit empfiehlt es sich, die Schlitze bereits im Vorfeld beim Justieren der Apparatur auf die geometrische Strahlachse einzumessen. Dies kann jedoch nur den Bereich, um den variiert werden muss, vorgeben.

In Abbildung 4.1 ist das Endergebnis dieses Optimierungsprozesses zu sehen. Die Schlitze vor P3 waren dabei auf  $1,5\text{ mm} \times 1,5\text{ mm}$  eingestellt. Es ist zu erkennen, dass dieser Strahl ab einer Energie von etwa  $90\text{ keV}$  nahezu vollständig das Target passieren kann. Ein Vergleich mit den Rechnungen aus Abschnitt 2.2 ist leider nicht möglich, da, wie die Rechnungen gezeigt haben, nicht nur Breite und Energie des Strahls, sondern auch seine Divergenz einen erheblichen Einfluss auf die Transmissionseigenschaften haben. Letztere wurde bei den Transmissionsmessungen jedoch nicht erfasst. Es konnte jedoch beobachtet werden, dass der Ionenstrom im hinteren Faradaybecher (C3) sehr sensitiv auf Fokussierung und Betriebsparameter der Ionenquelle ist.



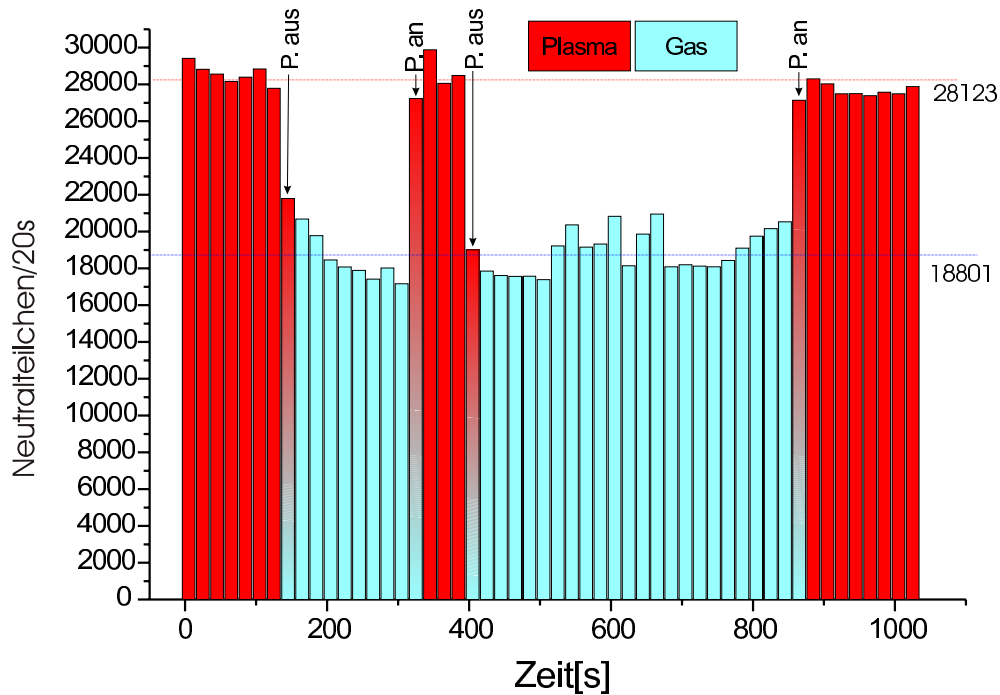
**Abbildung 4.1.:** Transmission eines Wasserstoffstrahls durch das EZR-Target bei verschiedenen Strahlenergien. Die Breite des Ionenstrahls wurde durch die Schlitze vor P3 auf  $1,5 \text{ mm} \cdot 1,5 \text{ mm}$  festgelegt.

## 4.2. Durchgeführte Messungen

Wegen der zuvor bereits erwähnten technischen Hürden, war es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, alle drei Strahlkomponenten gleichzeitig nachzuweisen. Stattdessen wurden zwei unterschiedliche Messreihen durchgeführt. Bei der ersten wurden nur die neutralen Strahlanteile beobachtet, während bei der zweiten ausschließlich die geladenen Teilchen nachgewiesen wurden.

### 4.2.1. Messung des Neutralteilchenstroms

Zum Nachweis der neutralen Wasserstoffatome wurde bei dieser Messung ein Oberflächensperrschichtdetektor hinter dem Analysierer auf die Strahlachse montiert. Für die Messung wurde zunächst ein negativer Wasserstoff-Ionenstrahl mit Hilfe von Faraday-Bechern schrittweise so eingestellt, dass er durch die Kollimation, den Magneten und das Target bis zu den Detektoren gelangt. Danach wurde ein Channeltron vor den Sperrschichtdetektor gefahren und der Strahl durch Verändern der Schlitzbreiten, Ionenquellenparametern, Strahlfokussierung, sowie geringem Gaseinlass in den Rezipienten vor dem Magneten (P2) so weit abgeschwächt, dass nur noch 10000 bis 20000 Teilchen/s den Detektor erreichen konnten. Im Anschluss daran konnte der Analysierer eingeschaltet und Gas für die eigentliche Messung in das Target gelassen



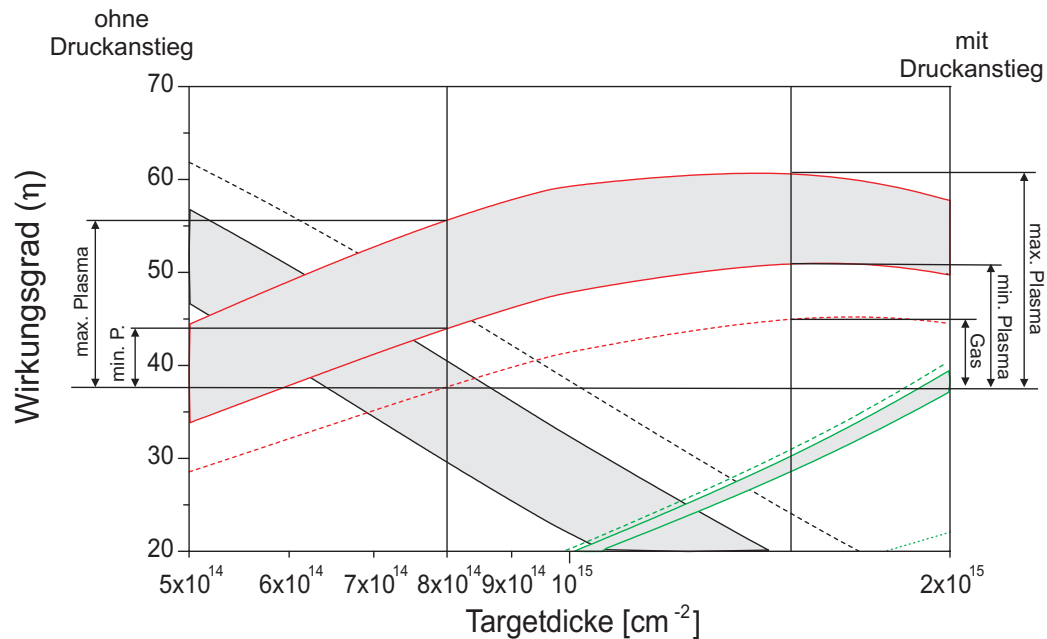
**Abbildung 4.2.:** Der gemessene Neutralteilchenstrom bei wechselndem Gas- und EZR-Target, gemessen mit einem Oberflächensperrschichtdetektor. Die Strahlenergie betrug 110 keV.

werden.

Um den Unterschied zwischen einem reinen Gas- und einem „Plasmataarget“ besser erkennen zu können, wurde das Plasma im Verlauf der Messung mehrfach gezündet und wieder gelöscht. Während der gesamten Messzeit wurde der Ausgang des Detektors wie in Abschnitt 3.2.4 mit einem Analog Digital Wandler (ADC) spektroskopiert. In festen Zeitintervallen wurde automatisch ein neues Spektrum begonnen. Durch den so erhaltenen Zeitverlauf war es möglich, Veränderungen in der Strahlintensität mit der Plasmazündung zu korrelieren.

Bei der Betrachtung von Abbildung 4.2 ist sofort zu erkennen, dass der Neutralteilchenanteil bei brennendem Plasma deutlich höher liegt als in einem reinen Gastarget. Während bei der Neutralisation im Plasma im Mittel 1406 Teilchen pro Sekunde den Detektor erreichten, waren es bei einem Gastarget lediglich 940 Teilchen pro Sekunde. Durch den Übergang vom Gas zum EZR-Target stieg der Neutralteilchenstrom also um 50% an.

Die Rechnungen aus Abschnitt 2.2.1 lassen jedoch nur ein Faktor 1,17 bis 1,48 erwarten. Dieser deutlich höhere Wert mag zum einen ein Indiz dafür sein, dass das tatsächliche Target eher in der Nähe der optimistischen Rechnung angesiedelt ist. Wahrscheinlich hat aber auch ein Anstieg der Targetdicke durch die Plasmazündung



**Abbildung 4.3.:** Ausschnitt aus Abbildung 2.16. Eingezeichnet sind die erwarteten Veränderungen im Neutralteilchenstrom durch Zünden des Plasmas und durch den Druckanstieg.

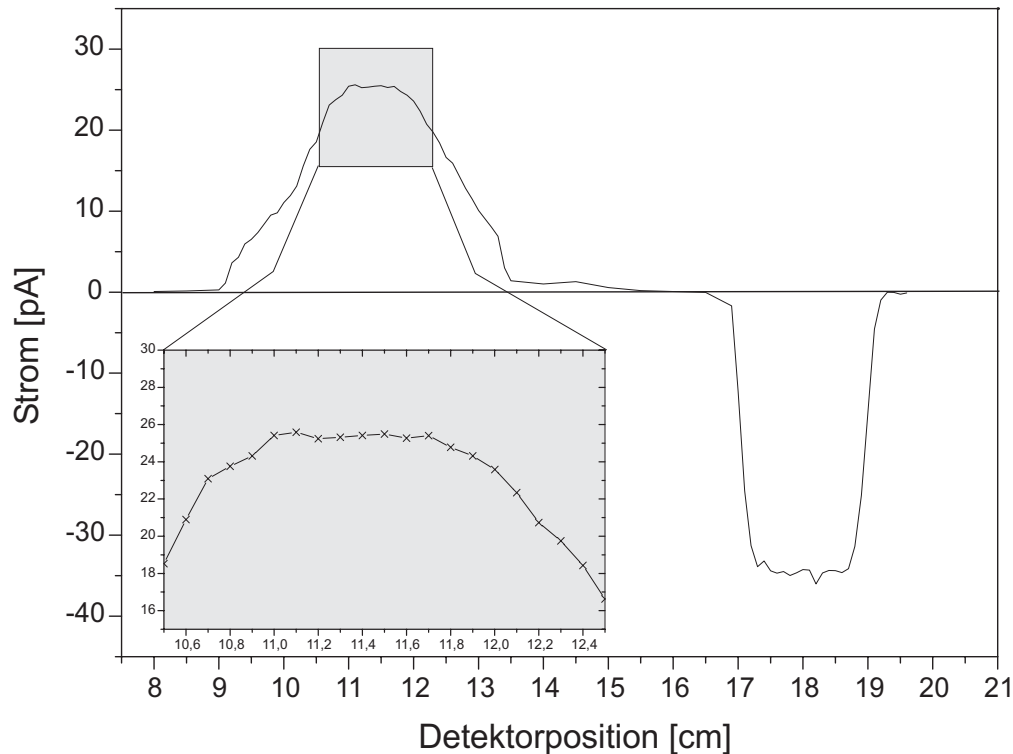
einen Anteil an dem Effekt. In den Rezipienten vor und hinter der EZR ist ein Druckanstieg bei „Zündung“ des Plasmas zu beobachten. Während das Target sich in den Gasphasen befand, betrug der Referenzdruck im Rezipienten P4 etwa  $6 - 7,2 \cdot 10^{-6}$  mbar, die Targetdicke sollte folglich bei etwa  $8 \cdot 10^{14}$  Teilchen/ $\text{cm}^2$  gelegen haben. Während der Plasmaphasen stieg der Druck in P4 auf  $7 - 8,5 \cdot 10^{-6}$  mbar an. Geht man davon aus, dass der Zusammenhang zwischen dem Druck in P4 und im EZR-Target durch das Plasma nicht verändert wurde, so ist die Targetdicke durch das „Zünden“ des Plasmas auf  $1,3 \cdot 10^{15}$  Teilchen/ $\text{cm}^2$  gestiegen. Berücksichtigt man dies, beträgt der erwartete Anstieg des Neutralteilchenstroms 36% bis 63% (s. Abb. 4.3). Dieser Wert deckt sich gut mit den Beobachtungen. Allein durch einen Druckanstieg ließe sich lediglich ein Wert von 22% erreichen. Es ist also trotz der Unsicherheiten deutlich ein die Neutralisationswirkung steigernder Effekt des Plasmas zu erkennen.

Da die Messung nicht alle Strahlkomponenten umfasst hat, ist natürlich auch nicht auszuschließen, dass andere Effekte, wie durch das Plasma geänderte Fokussierungseigenschaften und damit eine veränderte Transmission zu diesem Anstieg führen.

#### 4.2.2. Messung der geladenen Strahlkomponenten

Als Ergänzung zur alleinigen Messung der neutralen Strahlanteile wurden auch die geladenen Strahlkomponenten untersucht. Für ihren Nachweis kamen Faraday-Becher



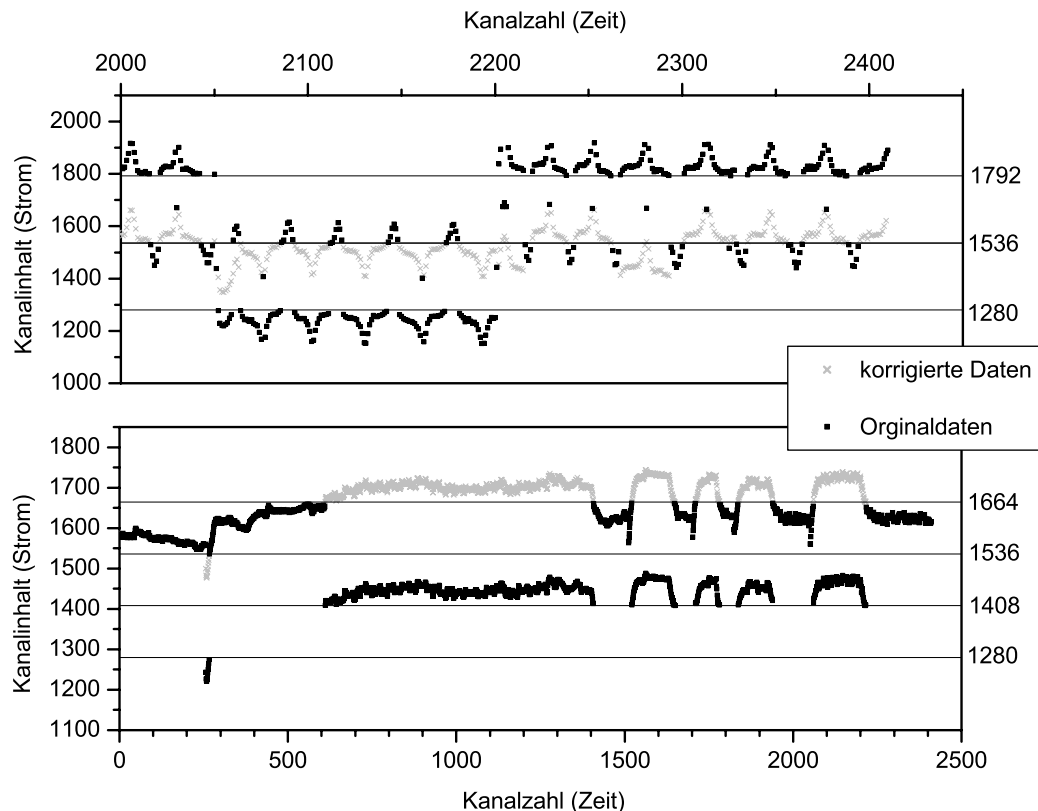


**Abbildung 4.4.:** Wenn der Ionenstrahl vollständig nachgewiesen wird, ergibt sich e,fig:flattopine abgeflachter Bereich im Maximum des Strahlprofils

zum Einsatz. Der anfängliche  $H^-$ -Strom lag dabei im Bereich von einigen pA. Wie in Abschnitt 3.2.3 ausgeführt, ist es bei diesen Strömen nicht mehr möglich, auch die neutralen Umladungsprodukte nachzuweisen. Da hohe Teilchenströme für den Nachweis in Faraday-Bechern vorteilhaft sind, wurden die Messungen mit einer Schlitzbreite von 3 bis 4 mm in beiden Richtungen durchgeführt.

Um sicher zu stellen, dass trotz der weiter geöffneten Schlitze die Strahlen vollständig nachgewiesen werden, wurden so genannte „Flattop“-Messungen durchgeführt. Dazu wurde ein Faraday-Becher schrittweise durch die Ionenstrahlen bewegt. Der gemessene Ionenstrom steigt an bis der vollständige Strahl im Faraday-Becher erfasst wird und fällt dann wieder ab. In Abbildung 4.4 ist leicht zu erkennen, dass der negative Ionenstrahl komplett in den Faraday-Becher passt. Die positive Strahlkomponente muss jedoch genauer analysiert werden. In der Vergrößerung ist jedoch zu sehen, dass der Strom über mehrere Millimeter konstant bei 25 pA liegt.

Bei einigen Messungen fällt auf, dass sie starke Sprünge aufweisen. Diese Sprünge treten, wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist, beim Über- oder Unterschreiten bestimmter charakteristischer Werte auf. Die festen Schwellwerte und die Tatsache, dass die Sprünge sich nicht über mehrere Messpunkte hinziehen, sondern abrupt von einem



**Abbildung 4.5.:** Dargestellt sind exemplarisch Ausschnitte aus zwei Messreihen (24077 und 23075). Die Originaldaten sind in schwarz aufgetragen. Es fällt auf, dass die Messreihen beim Über- oder Unterschreiten fester Werte (durch Linien angezeigt) einen Sprung aufweisen.

Wert auf den nächsten erfolgen, sind ein Indiz dafür, dass es sich hierbei um einen systematischen Fehler und nicht um einen physikalischen Effekt handelt. Diese Vermutung wird auch dadurch gestützt, dass die RC-Zeit der eingesetzten Elektrometerverstärker es häufig unmöglich machen würde, derart steile Flanken zu messen.

Eine genauere Betrachtung zeigt, dass diese Sprünge immer dann auftreten, wenn es in der Binärdarstellung der digitalisierten Messwerte zu einem Wechsel in den vier höchstwertigen Bits kommt. Zum Beispiel im unteren Grafen der Abbildung 4.5 beim Übergang von Kanal 1407 (Kanalinhalt: 1413) nach 1408 (Kanalinhalt: 1660): Die Messreihe hat in diesem Bereich eine klare fallende Tendenz. In den Kanälen 1400 bis 1407 sinkt der Kanalinhalt stetig (im Mittel um 5 pro Kanal). Kanal 1408 hat einen um 247 höheren Wert. Danach ist die Messreihe jedoch zunächst wieder stetig fallend. Betrachtet man sich die Kanalinhalte in der Binärdarstellung (die höherwertigen Bits stehen links),

Kanal	Inhalt	Binärdarstellung
1407	1413	0101 1000 0101
1408	1660	0110 0111 1101

so fällt auf, dass ein realistischer glatter Übergang zwischen den Kanälen zustande käme, wenn in Kanal 1408 das achte statt des neunten Bits gesetzt wäre. Die Differenz der Kanalinhalt beträgt dann nur 9.

Zur Verdeutlichung sei auch noch der Übergang von Kanal 2300 auf Kanal 2301 im oberen Grafen der Abbildung 4.5 angeführt.

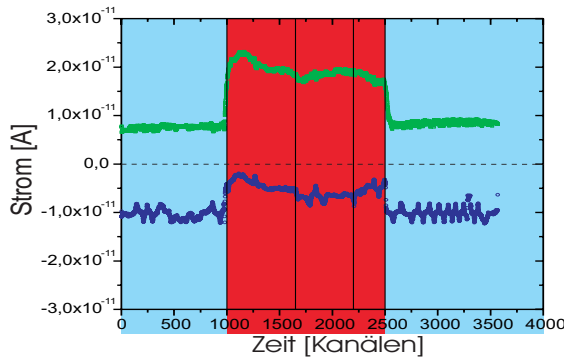
Kanal	Inhalt	Binärdarstellung
2300	1521	0101 1111 0001
2301	1660	0111 0000 1010

Die Messreihe ist zunächst langsam ansteigend, dann erfolgt von Kanal 2300 zu Kanal 2301 plötzlich ein überproportional großer Sprung. Danach steigt die Messreihe weiter an. Die Kanalinhalt können plausibel zusammen gefügt werden, wenn man annimmt, dass das 8. Bit beim Überlauf nicht korrekt gelöscht wurde. Da sowohl der Kanal, der die positiven als auch der, der die negativen Ionen nachweist, von diesem Fehler betroffen ist, muss man davon ausgehen, dass nicht die ADCs für den Fehler verantwortlich sind, sondern dass es sich um einen Fehler auf dem Datenbus, der die ADCs mit dem Messrechner verbindet, handelt. Vermutlich kommt es zu einem „Übersprechen“ auf den parallel verlaufenden Datenleitungen, wenn sich viele Bits gleichzeitig in die gleiche Richtung ändern.

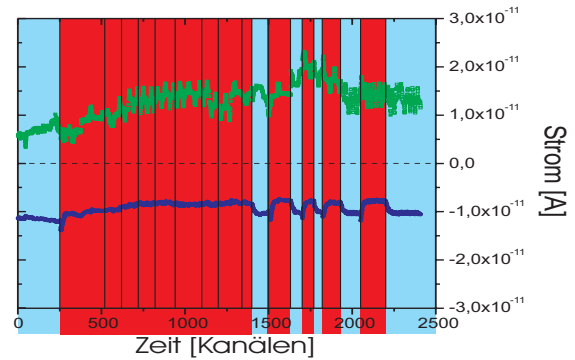
Um trotz dieser Fehler die Daten zur Analyse heranziehen zu können, wurde versucht, diese zu korrigieren. Damit dabei nicht durch willkürliche Entscheidungen Veränderungen, die das erwartete Verhalten aufweisen, zu physikalischen Effekten erhoben werden, während die anderen ignoriert werden, wurde ein zuvor festgesetztes Korrekturverfahren auf alle Werte gleichermaßen angewendet. Das Korrekturprogramm und eine Erläuterung des Verfahrens sind in Anhang C zu finden. In Abbildung 4.5 sind die angepassten Datenreihen grau dargestellt. Man erkennt, dass die korrigierten Werte einen plausibleren Verlauf der Daten ergeben als die Originaldaten.

Obwohl die Korrektur erfolgreich aussieht, kann nicht davon ausgegangen werden, dass die so erhaltenen Werte uneingeschränkt richtig sind. Das Korrekturverfahren gleicht, bei großen Sprüngen in den Messreihen, die Werte an den Vorgängerwert an. Der Algorithmus kann jedoch nicht gewährleisten, dass der Anfangswert richtig ist. Sollte der Wert in Kanal 0 bereits fehlerhaft sein, so werden auch alle Folgewerte auf ein falsches Niveau gehoben. Außerdem kann das Programm nicht sicherstellen, dass es sich bei dem Sprung nicht doch um einen physikalischen Effekt handelt. Jede Veränderung, die einen gewissen Schwellwert überschreitet, wird angeglichen. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass nur dann ein „glatter“ Übergang zwischen den Messwerten entsteht, wenn es sich tatsächlich um einen Bitfehler handelt.

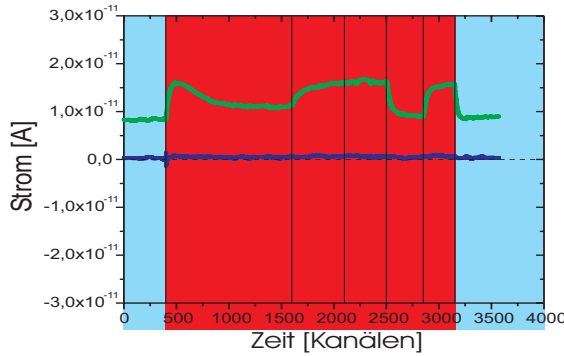
#### 4. Messungen und Ergebnisse



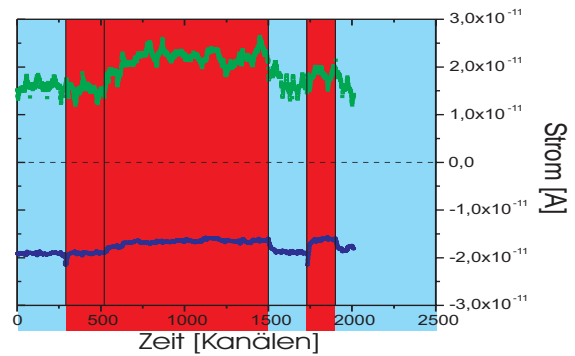
(a) 23074: Der Gasdruck betrug  $7,2 \cdot 10^{-6}$  mbar und die Strahlenergie war 191,96 keV. Ein Kanal entspricht 0,5 s.



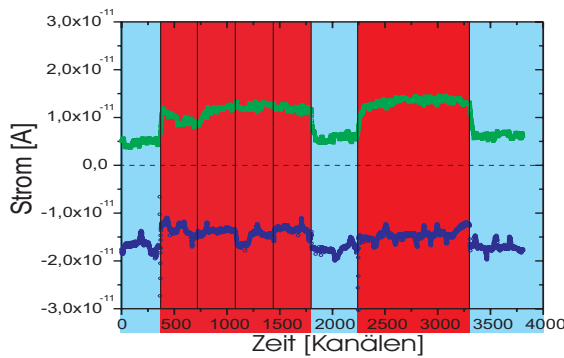
(b) 24077: Der Gasdruck betrug  $8,4 \cdot 10^{-6}$  mbar und die Strahlenergie war 181,6 keV. Ein Kanal entspricht 1 s.



(c) 24075: Der Gasdruck betrug  $7,1 \cdot 10^{-6}$  mbar und die Strahlenergie war 181,8 keV. Ein Kanal entspricht 0,5 s.



(d) 24076: Der Gasdruck wurde nicht erfasst. Die Strahlenergie betrug 181,85 keV. Ein Kanal entspricht 1 s.



(e) 23075: Der Gasdruck betrug  $8,1 \cdot 10^{-6}$  mbar und die Strahlenergie war 191,96 keV. Ein Kanal entspricht 0,5 s.

— Strom  $H^+$   
— Strom  $H^-$   
■ Plamatarget  
■ Gastarget

**Abbildung 4.6.:** Wechsel zwischen Gas und Plasma. Aufgetragen ist der Strom in Ampere gegen eine mit der Zeit fortschreitende Kanalzahl. Die Gasphasen sind blau und die Plasmaphasen rot hinterlegt. An den senkrechten schwarzen Linien wurde die Mikrowellenleistung verändert.

Die korrigierten Messkurven sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die roten Bereiche markieren die Phasen, in denen ein Plasma in der EZR brannte. An den senkrechten schwarzen Linien wurde die Mikrowellenleistung verändert. Es ist deutlich zu erkennen, dass beim Wechsel zwischen Gas und Plasma der negative Ionenstrom sinkt, während der positive Strom ansteigt. Dieses Bild passt zu den Erwartungen. Der Unterschied zwischen den Gas- und Plasmaphasen ist sehr deutlich. Um die Beobachtungen quantitativ mit den Vorhersagen zu vergleichen, werden die Messreihen im Folgenden etwas genauer untersucht.

### Fehlerbetrachtung

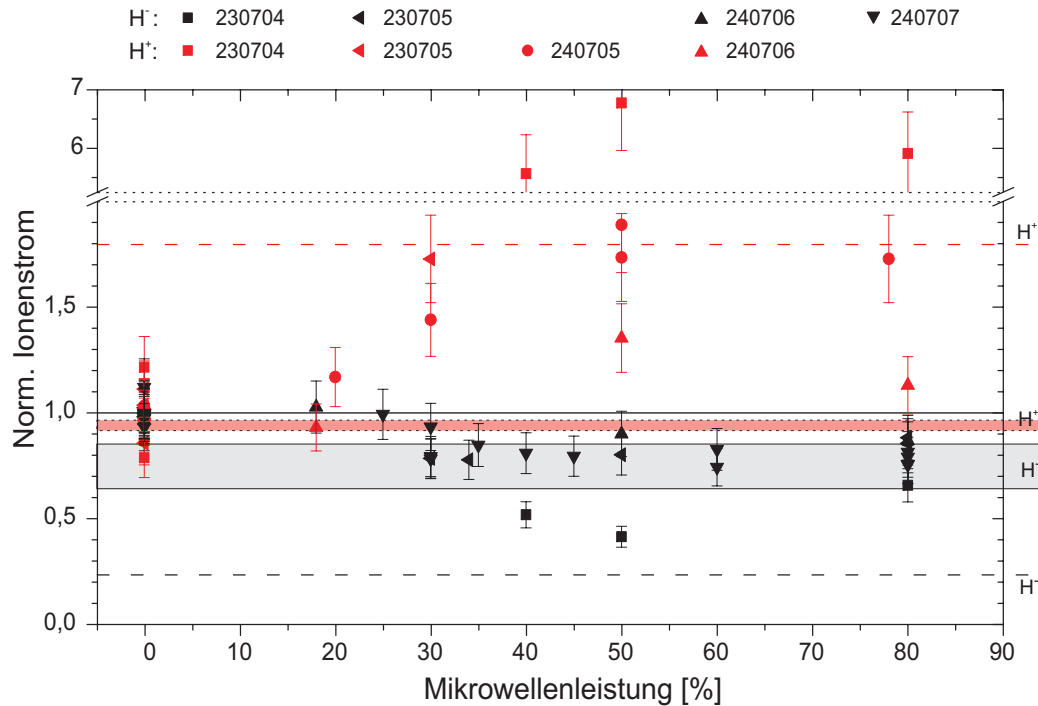
Bei diesen Überlegungen muss natürlich angemerkt werden, dass bisher keine Aussagen über den Fehler der Messungen gemacht wurden. Dabei ist zu beachten, dass sowohl die Bestimmung der Targetdicke als auch die Strommessung selbst mit Fehlern behaftet sind.

Der Fehler bei der Bestimmung der Targetdicke führt zu einer Unsicherheit bei der Abbildung der Rechnungen auf die Messwerte. Wie in Abschnitt 3.2.5 beschrieben, liegt dieser im relevanten Bereich bei  $-17\%$  und  $+25\%$ . Für Abbildung 4.7 bedeutet das, dass das Intervall, in dem der negative Ionenstrom erwartet wird, nicht nur von 0,87 bis 0,64, sondern von 0,9 bis 0,56 reicht. Der Bereich für die positiven Ionen verändert sich dadurch kaum.

Bei der Diskussion der Unsicherheiten in der Strommessung spielt neben der Genauigkeit der beteiligten Geräte auch die Konstanz des Ionenstroms eine Rolle. Der Fehler der Messgeräte, d.h. Elektrometerverstärker und ADC kann mit gut 2% abgeschätzt werden. Auch wenn es sich dabei an sich um einen systematischen Fehler handelt, kann dieser je nach Messbereich anders ausfallen. Daher muss er hier wie ein statistischer Fehler behandelt werden. Zur Überprüfung der Strahlstabilität wurde der Ionenstrom mehrfach über längere Zeitspannen beobachtet. Dabei zeigte sich, dass Strom eines sorgfältig präparierten Ionenstrahls sich innerhalb von 30 Minuten maximal um 4% veränderte. Die Messung des Ionenstroms ist also mit einem Fehler von  $\pm 6\%$  behaftet. Für die in Abbildung 4.7 dargestellten normierten Mittelwerte ergibt sich damit ein Fehler von gut 12%. Nicht berücksichtigt wurde dabei, dass in den Strommessungen meistens einem Kanal ein periodisches Störsignal überlagert ist.

### Diskussion der Messergebnisse

Beim Betrachten der Messreihen fällt zunächst einmal auf, dass der negative Ionenstrom der Messreihe in Abb. 4.6(c) während der gesamten Messzeit nahezu Null ist (Mittelwert:  $4,96 \cdot 10^{-13}$  A). Es muss davon ausgegangen werden, dass der Strom bei dieser Messreihe – z.B. durch einen nicht angeschlossenen Kabel oder einen kurz geschlossenen Geräteeingang – nicht korrekt erfasst wurde. Bei den im Folgenden



**Abbildung 4.7.:** Übersicht über die Strommittelwerte der einzelnen Gas- und Plasmaphasen. Die Ströme sind jeweils auf den mittleren Strom der ersten Gasphase normiert. Eine Leistung von 0% bedeutet, dass kein Plasma vorhanden ist. Größere Leistungen bedeuten, dass das Plasma im Target brannte. 100% entsprechen einer Mikrowellenleistung von 300 W. Die Balken geben den aus den Rechnungen erwarteten Strom bei Veränderung des Drucks in P4 an. Die maximal erwartete Veränderung unter Berücksichtigung der Druckveränderung bei der Plasmazündung ist durch die gestrichelten Linien markiert.

angestellten Betrachtungen wurde dieser daher zwar zunächst mit untersucht, bleibt letztlich bei den Schlussfolgerungen jedoch unberücksichtigt.

Um diese Werte miteinander und mit den Vorhersagen vergleichen zu können, müssen Ströme in den Plasmaphasen in Relation zu denen in den Gasphasen betrachtet werden. Um dabei eventuelle Abhängigkeiten von der Mikrowellenleistung erkennen zu können, wurde für alle Messreihen der Mittelwert des positiven und des negativen Ionenstroms über die Bereiche mit konstanter Mikrowellenleistung gebildet (s. Anhang D).

Dieser Mittelwert wurde dann auf den Mittelwert der ersten Gasphase der Messreihe normiert. Da die einzelnen Messreihen aus mehreren Gas- und Plasmaphasen bestehen, werden bei diesem Verfahren auch die Ströme der zweiten und evtl. weitere Gasphasen auf den mittleren Strom dieser ersten Gasphase normiert.

Da der Strom nach Abschalten des Plasmas in der Regel nicht wieder exakt den

Wert der ersten Gasphase erreicht, schwanken die Werte der Gasphasen (Mikrowellenleistung = 0) um den Wert eins. Eine Systematik ist in diesen Schwankungen nicht zu erkennen. Lässt man die auch in anderer Hinsicht auffällige Messreihe „230704“ außer Acht, so liegen außer einem alle verbleibenden Messwerte in einem Intervall von  $\pm 12\%$ , was sich gut mit dem für die Strommessung angenommenen Fehler deckt. Die Streuung der Messungen aus „230704“ beträgt  $\pm 22\%$ .

Ansonsten fällt in Abbildung 4.7 auf, dass nahezu alle positiven Ströme in der Plasmaphase deutlich ansteigen, während eigentlich ein leichtes Absinken erwartet wurde. Berücksichtigt man jedoch den Druckanstieg in P4, so ist auch der Anstieg des Stroms bis 1,8 zu verstehen.

Die Deutung der Faktoren 5,6 bis 6,8 ist damit jedoch nicht möglich. Die Targetdicke hätte dafür auf über  $10^{16}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> ansteigen müssen. Der Druck in P4 hätte dafür um mehr als eine Größenordnung steigen müssen, was jedoch nicht beobachtet wurde. Außerdem ist mit 0,4 und 0,5 der korrespondierende H<sup>-</sup>-Ionenstrom noch deutlich zu hoch für diese Erklärung, da dieser bei einer Targetdicke oberhalb von  $5 \cdot 10^{15}$  cm<sup>2</sup> auf nahezu Null abgesunken sein müsste. Da die betroffenen Messwerte jedoch alle zu der Messreihe 23074 gehören, liegt die Vermutung nahe, dass dieser besonders hohe Anstieg in den speziellen Bedingungen der Messreihe begründet ist. In den üblichen Parametern lassen sich jedoch keine Besonderheiten erkennen, die diese Messreihe von den anderen deutlich unterscheidet.

Die Suche nach möglichen Erklärungen ist rein spekulativ: Sowohl mit der Annahme, dass das Korrekturverfahren bei dieser Messreihe zu falschen Ergebnissen geführt hat, als auch mit der, dass die Messung bei deutlich geringeren Targetdicken als die anderen durchgeführt wurde, ließen sich die Beobachtungen erklären. Keine dieser Deutungen ist jedoch durch das Messprotokoll oder Analyse der Messdaten zu erhärten.

Lässt man die Messreihe 23074 außer Acht, so entsteht zunächst der Eindruck, dass sich die Messungen gut mit den Erwartungen decken, da sowohl die Messpunkte des H<sup>-</sup> als auch die des H<sup>+</sup>-Ionenstrom in Bereichen liegen, die sich mit den Rechnungen erklären lassen. Leider sind die Beobachtungen bei den positiven und negativen Komponenten aber nicht konsistent. Der Anstieg des positiven Ionenstroms ist nur mit einer Steigerung der Targetdicke zu erklären. Das Absinken des H<sup>-</sup>-Ionenstroms hingegen ist schon alleine durch die Wirkung des Plasmas gut erklärt. Berücksichtigt man hier die gleiche Druckveränderung wie in den positiven Messreihen, müsste der negative Ionenstrom deutlich stärker absinken als beobachtet. Zur Deutung des ansteigenden H<sup>+</sup>-Stroms ist eine Steigerung der Targetdicke um einen Faktor (je nach Messpunkt) 1,3 bis 1,9 nötig. Um den Verlauf des negativen Ionenstroms zu erklären, darf die Targetdicke jedoch – selbst wenn man die Wirkung des Plasmas nicht berücksichtigt – maximal um einen Faktor 1,3 steigen. Bei Berücksichtigung des Plasmas darf sie sich sogar nur um den Faktor 1,1 verändern.

Aber auch wenn sich diese Diskrepanzen ohne weitere Untersuchungen nicht klären lassen, sind bei den Messungen der geladenen Strahlkomponenten deutliche Indizien

für den positiven Einfluss des Plasmas auf den Wirkungsgrad der  $H^-$ -Neutralisation zu erkennen.

Nebenbei ist es evtl. auch möglich, noch etwas über die als Target verwendete EZR-Ionenquelle zu lernen: In Abbildung 4.7 ist zu erkennen, dass sich sowohl der positive als auch der negative Ionenstrom bei Plasmen mit einer Mikrowelleneinstrahlung von weniger als 30% (90 W) kaum von dem in dem Gastarget unterscheidet. Erst oberhalb dieser Grenze ist ein deutlicher Effekt zu beobachten. Ein weiteres Erhöhen der Leistung hat jedoch kaum Veränderungen zur Folge. Es ist zu vermuten, dass es zwischen 25% und 30% zu einem Wechsel im Plasmamode kommt.



## 5. Resümee und Ausblick

Zusammenfassend ist zu bemerken, dass die gewählte Umsetzung eines Plasmaneutralisierers auf Basis eines EZR-Targets keine optimale Wahl ist. Selbst wenn die Messungen am Punkt der maximalen Neutralisation stattfinden, ist mit 52% bis 61,5% keine wesentliche Steigerung gegenüber einem Gastarget ( $\sim 47\%$ ) zu erwarten.

Die Rechnungen zeigen allerdings auch, dass mit einem EZR-Target ein Wirkungsgrad von deutlich über 60% zu erzielen ist und bei allen Unsicherheiten, mit denen die Messungen behaftet sind, gibt es doch auch Indizien dafür, dass ein positiver Effekt des Plasmas auf den Wirkungsgrad vorhanden ist.

Auch die praktische Einsetzbarkeit eines solchen EZR-Targets für die Erzeugung von Neutralstrahlen mit hohen Teilchenströmen ist fraglich. Sowohl die Schwierigkeiten bei den Messungen, als auch die Berechnungen der Strahlablenkungen haben gezeigt, dass das bei ca. 100 keV Target nur in einem sehr schmalen Bereich um seine Mittelachse durch einen Strahl mit geringer Divergenz passiert werden kann. Ströme von einigen Ampere auf wenigen Millimetern zu bündeln, ist jedoch nicht möglich, weil bei der Ionenerzeugung und Strahlführung hohe Ströme auf Kosten der Strahlqualität gehen.

Auch wenn EZR-Targets für den technischen Einsatz womöglich nicht das Mittel der Wahl sind, können sie als relativ einfach handhabbare Plasmazellen für weitere Untersuchungen im Labor durchaus interessant sein. Dafür ist es aber sinnvoll, noch einige Veränderungen am Target vorzunehmen.

Um einen möglichst hohen Wirkungsgrad für die Neutralisation zu erreichen, gibt es zwei wichtige Punkte. Zum einen sollten die Bereiche des Targets, die zwar mit Gas gefüllt sind, in denen sich aber kein Plasma bilden kann, soweit wie möglich reduziert werden. Dies ist nicht nur wichtig zur Steigerung des Wirkungsgrades, sondern auch, um bei Untersuchungen am Target die Plasmaeffekte nicht durch die Wirkung der Gasbereiche zu verwischen.

Zum anderen muss dafür Sorge getragen werden, dass die optimale Targetdicke trotz der eingesparten Gasbereiche erreicht werden kann. Neben der Zahl der ionisierten Teilchen im Strahlgang (Ionisationsgrad, Plasmadruck und Länge des Plasmabereichs) ist auch der mittlere Ladungszustand des Plasmas interessant, da bei hohen Ladungszuständen das Maximum der Neutralisation bereits bei geringeren Targetdicken erreicht wird.

In diesem Zusammenhang ist die Entwicklung im Rahmen des PNX-U-Projektes (s. [Zhi-00]) sehr viel versprechend. Dort wird versucht, in einer ebenfalls EZR getriebenen magnetischen Ionenfalle zunächst einmal die für eine effektive  $H^-$ -Neutralisation

notwendigen Plasmaparameter zu erreichen. Die Designvorgaben des Gasneutralisierers für ITER geben dabei die geometrischen Grenzen des Aufbaus vor. Inzwischen ist man dort sehr zuversichtlich, die notwendige Plasmadichte bei einem Ionisationsgrad von mehr als 30% zu erreichen (s. [Kul-01]). Zwar haben Rechnungen gezeigt, dass die zusätzliche Divergenz, die ein Strahl durch die Felder der Ionenfalle erfährt, mit ca. 5 mrad noch akzeptabel ist ([Sko-01]). Der Versuch, tatsächlich einen  $H^-$ -Ionenstrahl in PNU-X zu neutralisieren, steht jedoch erst noch bevor (s. [Zhi-03]).

Unsere Erfahrungen zeigen jedenfalls, dass die Probleme, die Magnetfelder bereiten können, nicht unterschätzt werden dürfen. Gerade wenn höhere Ströme neutralisiert werden sollen, ist es wichtig, ihren Einfluss minimieren zu können. Dies sollte schon beim Entwurf des Targets berücksichtigt werden.

Durch Verbesserung am experimentellen Aufbau ließen sich die Qualität und Vergleichbarkeit der Messergebnisse steigern. Dabei ist es für qualifizierte Aussagen nach wie vor wichtig, alle drei Strahlkomponenten gleichzeitig nachzuweisen. Um Veränderungen der Targetdicke erkennen zu können, ist insbesondere die neutrale Strahlkomponente interessant, da an ihrem Maximum die Plasmaeffekte steigend auf den Teilchenstrom wirken, während eine Änderung der Targetdicke den Teilchenstrom senkt.

Ein Weg, um dies zu erreichen wäre, auch die geladenen Strahlkomponenten in Oberflächensperrschichtdetektoren nachzuweisen. Problematisch dabei ist jedoch, dass diese nur einen sehr geringen Teilchenstrom verarbeiten können. Um mit dieser Technik systematische Untersuchungen anzustellen, sollten die ionenoptischen Eigenschaften der Apparatur noch verbessert werden. Um den Strahl genauer definieren zu können, müssten weitere Schlitze zwischen das Target und den Magneten gebaut werden. Außerdem könnte in den Rezipienten P2 eine dedizierte Gaszelle eingebaut werden, die es erlaubt, den  $H^-$ -Anteil im Strahl fein dosiert zu senken, ohne dass dabei der Druck in der Magnetkammer beeinflusst wird. Trotz dieser Anpassungen wird die Arbeit mit den für die Detektoren notwendigen kleinen Strömen jedoch sehr anspruchsvoll bleiben.

Einfacher ist die Arbeit mit höheren Teilchenströmen. Außerdem kommt dies der realen Anwendung in einer Fusionsanlage deutlich näher. Daher ist es unter Umständen sinnvoll, über alternative Nachweismethoden für den Neutralteilchenstrahl nachzudenken. Bei hohen Strahlenergien könnte das für diese Arbeit verworfene Stripping der Neutralteilchen wieder interessant werden. Andere Methoden zur Ableitung des Neutralteilchenstroms könnten auf Messung der emittierten Sekundärelektronen, kalorimetrischen Messungen oder auch der Rekombination der Wasserstoffatome zu Molekülen auf einer Oberfläche bestehen. Eine Trennung der massebehafteten Teilchen von den Photonen durch ihre unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten ist für nicht praktikabel, da die vorhandenen Flugstrecken nur sehr gering sind. Welche Methode auch immer verwendet wird, für aussagekräftige Ergebnisse ist es wichtig, dass der Neutralteilchenstrom möglichst präzise

---

bestimmt werden kann.

Ein weiteres Problem dieser Arbeit bestand in der Ermittlung der Targetdicke. Anstatt diese unsicher über den Druck im Rezipienten hinter dem Target abzuschätzen, könnte man versuchen, sie direkt zu messen. Benutzt man als Projektilstrahl  $\text{He}^{2+}$ , kann man aus dem Elektroneneinfang in  $\text{He}^{1+}$  die Targetdicke recht genau ermitteln. Eine auch nur nahezu gleichzeitige Messung von  $\text{H}^-$ -Neutralisation und Targetdicke ist damit allerdings nicht möglich, da dies den Aufbau eines zweiten Strahlzweiges für die positiven Ionen erfordern würde. Wird das schnelle Umbauen/Umschalten zwischen positiven und negativen Ionen jedoch beim Anschluss von Hochspannungsversorgungen und Magneten entsprechend berücksichtigt, steht einer zeitnahen Messung nichts im Wege. Im Prinzip ist es jedoch möglich, diese Methode zur genauen Bestimmung der Targetdicke heran zuziehen.

Auch wenn sich nicht alle Messergebnisse dieser Arbeit mit den Vorhersagen decken, so ist eine positive Wirkung des Plasmas doch klar zu erkennen. Nach wie vor ist das Konzept des Plasmaneutralisierers mit einem für diesen Einsatz optimierten Target sehr viel versprechend.



# A. Magnetfeldmessung

**Tabelle A.1.:** Daten der Magnetfeldmessungen nach der Optimierung (s. Abb.2.13)

X-Richtung		Y-Richtung		Betrag	
Position [cm]	B-Feld [Gauß]	Position [cm]	B-Feld [Gauß]	Y-Richtung	X-Richtung
-18,1478	-2,8231	-15,4063	6,9432	6,9432	2,8231
-17,6629	-2,7137	-15,0955	7,1798	7,1798	2,7137
-17,1957	-2,6973	-14,7898	7,3964	7,3964	2,6973
-16,7095	-2,4818	-14,4869	7,5169	7,5169	2,4818
-16,2272	-2,252	-14,1166	7,611	7,611	2,252
-15,7484	-2,0983	-13,7992	7,4117	7,4117	2,0983
-15,2508	-2,0458	-13,4762	7,2652	7,2652	2,0458
-14,7694	-2,2621	-13,1569	6,9756	6,9756	2,2621
-14,275	-2,9358	-12,8628	6,8854	6,8854	2,9358
-13,7855	-4,2527	-12,5661	7,0597	7,0597	4,2527
-13,2984	-6,1477	-12,245	7,4492	7,4492	6,1477
-12,8079	-8,5252	-11,9306	8,1672	8,1672	8,5252
-12,3218	-11,0243	-11,5932	9,2063	9,2063	11,0243
-11,8299	-13,5529	-11,2711	10,4628	10,4628	13,5529
-11,3256	-16,0768	-10,8491	11,9331	11,9331	16,0768
-10,8253	-18,3784	-10,5236	12,8827	12,8827	18,3784
-10,3297	-20,1821	-10,2055	13,4915	13,4915	20,1821
-9,8019	-21,2039	-9,8617	13,4471	13,4471	21,2039
-9,2939	-20,8567	-9,5175	12,6478	12,6478	20,8567
-8,7877	-19,2516	-9,182	11,0807	11,0807	19,2516
-8,2759	-16,33	-8,8405	8,4798	8,4798	16,33
-7,7739	-11,0929	-8,4693	4,8151	4,8151	11,0929
-7,2553	-6,0503	-8,1282	0,5975	0,5975	6,0503
-6,7564	-0,9947	-7,8505	-4,6103	4,6103	0,9947
-6,2542	3,1367	-7,5392	-15,7655	15,7655	3,1367
-5,7292	5,8288	-7,2028	-21,4727	21,4727	5,8288
-5,2254	7,9383	-6,8469	-27,2402	27,2402	7,9383
-4,7203	9,8925	-6,4321	-32,6504	32,6504	9,8925
-4,2024	11,4078	-6,0924	-36,0796	36,0796	11,4078

Fortsetzung

Position [cm]	B-Feld (X) [Gauß]	Position [cm]	B-Feld (Y) [Gauß]	Betrag(Y)	Betrag(X)
-3,705	12,4106	-5,7455	-37,2083	37,2083	12,4106
-3,1929	13,2165	-5,4329	-36,9262	36,9262	13,2165
-2,699	12,9848	-5,1988	-34,6613	34,6613	12,9848
-2,2001	13,1948	-4,8664	-31,8044	31,8044	13,1948
-1,6873	13,0901	-4,5094	-28,419	28,419	13,0901
-1,1923	12,483	-4,1673	-25,8974	25,8974	12,483
-0,693	12,4604	-3,9645	-23,274	23,274	12,4604
-0,2051	11,2588	-3,6257	-21,2174	21,2174	11,2588
0,2959	9,3063	-3,2822	-19,7234	19,7234	9,3063
0,7779	6,5878	-2,9605	-18,526	18,526	6,5878
1,2663	3,7442	-2,6342	-17,5924	17,5924	3,7442
1,7549	-0,2728	-2,2986	-16,6695	16,6695	0,2728
2,2406	-4,4732	-1,9764	-15,6296	15,6296	4,4732
2,7269	-11,4942	-1,5156	-13,9646	13,9646	11,4942
3,2231	-18,4069	-1,192	-12,1901	12,1901	18,4069
3,713	-24,8007	-0,8462	-9,9877	9,9877	24,8007
4,204	-23,28	-0,5142	-7,1709	7,1709	23,28
4,6999	-20,9214	-0,165	-3,5945	3,5945	20,9214
5,1983	-18,5815	0,546	8,0498	8,0498	18,5815
5,7151	-14,8129	0,9461	13,0156	13,0156	14,8129
6,2223	-9,2509	1,291	16,1724	16,1724	9,2509
6,7273	-3,3601	1,6333	17,3568	17,3568	3,3601
7,2383	2,4059	1,9666	16,4723	16,4723	2,4059
7,7379	7,9951	2,3085	13,4073	13,4073	7,9951
8,252	13,2407	2,5388	8,2955	8,2955	13,2407
8,7547	18,0055	2,8444	2,1934	2,1934	18,0055
9,2556	22,0397	3,1828	-5,182	5,182	22,0397
9,7746	24,872	3,5276	-11,4064	11,4064	24,872
10,2637	26,394	3,8435	-16,491	16,491	26,394
10,7714	26,8602	4,1955	-19,2341	19,2341	26,8602
11,2811	26,4522	4,5196	-20,7863	20,7863	26,4522
11,7708	24,3688	4,8583	-21,2176	21,2176	24,3688
12,2809	21,5958	5,1574	-20,5154	20,5154	21,5958
12,7952	18,7523	5,4651	-19,2855	19,2855	18,7523
13,2948	16,1535	5,8046	-17,5142	17,5142	16,1535
13,8076	13,7502	6,1336	-14,77	14,77	13,7502
14,2956	11,6515	6,4656	-11,7346	11,7346	11,6515

Fortsetzung

Position [cm]	B-Feld (X) [Gauß]	Position [cm]	B-Feld (Y) [Gauß]	Betrag(Y)	Betrag(X)
14,8018	9,8083	6,8044	-8,6324	8,6324	9,8083
15,3133	8,4043	7,1247	-5,3476	5,3476	8,4043
15,7981	7,127	7,4217	-1,9908	1,9908	7,127
16,2392	6,2432	7,8058	8,9804	8,9804	6,2432
—	—	8,1104	12,8099	12,8099	—
—	—	8,4384	16,4732	16,4732	—
—	—	8,7111	19,8184	19,8184	—
—	—	9,0415	22,1966	22,1966	—
—	—	9,3701	23,4317	23,4317	—
—	—	9,6843	24,5535	24,5535	—
—	—	10,1772	23,597	23,597	—
—	—	10,5057	22,768	22,768	—
—	—	10,8383	21,544	21,544	—
—	—	11,1067	19,8904	19,8904	—
—	—	11,417	18,5803	18,5803	—
—	—	11,6591	18,0574	18,0574	—
—	—	11,9292	16,7932	16,7932	—
—	—	12,1545	16,4201	16,4201	—
—	—	12,5003	14,8521	14,8521	—
—	—	12,8247	13,3865	13,3865	—
—	—	13,1524	12,16	12,16	—
—	—	13,4411	11,0427	11,0427	—
—	—	13,7744	9,941	9,941	—
—	—	14,1143	8,9568	8,9568	—
—	—	14,4504	7,9953	7,9953	—
—	—	14,7856	7,1216	7,1216	—
—	—	15,1347	6,2879	6,2879	—
—	—	15,4573	5,6057	5,6057	—
—	—	15,7398	4,9989	4,9989	—

**Tabelle A.2.:** Daten der Magnetfeldmessungen vor der Optimierung (s. Abb.2.13)

X-Richtung			Y-Richtung		
Position [cm]	B-Feld [Gauß]	Betrag [Gauß]	Position [cm]	B-Feld [Gauß]	Betrag [Gauß]
-19,8564	11,0296	11,0296	-19,9773	-5,6614	5,6614
-19,5923	11,7867	11,7867	-19,6952	-6,1902	6,1902

Fortsetzung

Position [cm]	B-Feld (X) [Gauß]	Betrag(X) [Gauß]	Position [cm]	B-Feld (Y) [Gauß]	Betrag (Y) [Gauß]
-19,3378	12,5888	12,5888	-19,4359	-6,7499	6,7499
-19,0483	13,5234	13,5234	-19,1568	-7,4034	7,4034
-18,7524	14,5575	14,5575	-18,8435	-8,1564	8,1564
-18,449	15,7353	15,7353	-18,5581	-8,9342	8,9342
-18,1326	17,113	17,113	-18,2521	-9,8201	9,8201
-17,8339	18,5975	18,5975	-17,934	-10,7636	10,7636
-17,529	20,2424	20,2424	-17,6401	-11,7867	11,7867
-17,215	21,9832	21,9832	-17,3295	-12,8841	12,8841
-16,9164	23,9169	23,9169	-17,0203	-14,0461	14,0461
-16,6072	25,9449	25,9449	-16,7196	-15,2203	15,2203
-16,3051	28,013	28,013	-16,4013	-16,3539	16,3539
-16,0181	30,1624	30,1624	-16,1115	-17,4058	17,4058
-15,7145	32,2647	32,2647	-15,8139	-18,364	18,364
-15,4285	34,3056	34,3056	-15,4921	-19,2547	19,2547
-15,1383	36,2097	36,2097	-15,2004	-19,8525	19,8525
-14,8348	37,7312	37,7312	-14,8918	-20,0674	20,0674
-14,5509	38,7405	38,7405	-14,5843	-19,9187	19,9187
-14,2609	38,9854	38,9854	-14,2883	-19,2555	19,2555
-13,9571	38,2096	38,2096	-13,9758	-17,6699	17,6699
-13,6791	36,2308	36,2308	-13,6908	-15,8328	15,8328
-13,3771	32,722	32,722	-13,3942	-12,9641	12,9641
-13,0891	27,5825	27,5825	-13,0973	-10,0057	10,0057
-12,8055	20,6433	20,6433	-12,8174	-6,0448	6,0448
-12,5183	11,638	11,638	-12,5251	-1,4325	1,4325
-12,2293	0,6409	0,6409	-12,2309	3,4592	3,4592
-11,9466	-12,2338	12,2338	-11,9388	7,6963	7,6963
-11,6559	-26,345	26,345	-11,6471	13,2878	13,2878
-11,4592	-36,0992	36,0992	-11,3569	17,1008	17,1008
-11,1721	-50,8281	50,8281	-11,0676	22,0754	22,0754
-10,8831	-64,6638	64,6638	-10,7762	25,8255	25,8255
-10,5927	-77,5272	77,5272	-10,4919	29,8749	29,8749
-10,3055	-89,0523	89,0523	-10,2042	34,358	34,358
-10,0162	-99,0129	99,0129	-9,9072	37,5232	37,5232
-9,728	-107,342	107,342	-9,6239	41,1774	41,1774
-9,4385	-114,2478	114,2478	-9,3277	43,8462	43,8462
-9,1436	-119,9747	119,9747	-9,0418	44,8958	44,8958
-8,8485	-123,639	123,639	-8,7569	46,6211	46,6211



Fortsetzung

Position [cm]	B-Feld (X) [Gauß]	Betrag(X) [Gauß]	Position [cm]	B-Feld (Y) [Gauß]	Betrag (Y) [Gauß]
-8,5581	-125,7977	125,7977	-8,459	47,6836	47,6836
-8,2684	-126,6039	126,6039	-8,1811	48,0106	48,0106
-7,9702	-127,3874	127,3874	-7,9727	47,7198	47,7198
-7,6718	-126,346	126,346	-7,6731	46,5114	46,5114
-7,3835	-121,8275	121,8275	-7,3838	44,2199	44,2199
-7,0747	-113,3742	113,3742	-7,0803	40,7367	40,7367
-6,7711	-101,4551	101,4551	-6,7708	36,2418	36,2418
-6,4671	-86,0841	86,0841	-6,4669	30,8115	30,8115
-6,1521	-68,8367	68,8367	-6,1455	24,8324	24,8324
-5,8552	-49,2465	49,2465	-5,8363	18,6885	18,6885
-5,5432	-27,0931	27,0931	-5,5276	12,7432	12,7432
-5,2213	-4,2224	4,2224	-5,1959	6,8726	6,8726
-4,9228	18,2429	18,2429	-4,8909	1,649	1,649
-4,5781	40,1234	40,1234	-4,5342	-3,4381	3,4381
-4,2637	56,3323	56,3323	-4,2132	-7,0939	7,0939
-3,9314	67,9833	67,9833	-3,8675	-10,3854	10,3854
-3,5944	75,048	75,048	-3,5206	-12,9832	12,9832
-3,2879	77,2539	77,2539	-3,2127	-14,6789	14,6789
-2,9768	75,098	75,098	-2,89	-15,5607	15,5607
-2,6739	70,8224	70,8224	-2,5794	-15,5375	15,5375
-2,3564	65,3937	65,3937	-2,2649	-15,3223	15,3223
-2,0458	59,7895	59,7895	-1,9396	-15,4656	15,4656
-1,748	53,9498	53,9498	-1,6236	-15,3198	15,3198
-1,4233	47,8713	47,8713	-1,2887	-14,806	14,806
-1,1074	42,1672	42,1672	-0,9645	-14,0636	14,0636
-1,0472	40,6433	40,6433	-0,6255	-13,0929	13,0929
-0,7857	36,4209	36,4209	-0,2908	-11,8813	11,8813
-0,765	35,1768	35,1768	0,0571	-10,4484	10,4484
-0,4541	29,5471	29,5471	0,4005	-8,6849	8,6849
-0,453	31,0803	31,0803	0,7366	-6,8868	6,8868
-0,1501	24,5445	24,5445	1,0842	-4,9535	4,9535
-0,1194	25,7816	25,7816	1,1778	-4,2845	4,2845
0,1409	19,7534	19,7534	1,4249	-3,3918	3,3918
0,2249	20,5182	20,5182	1,4967	-2,3659	2,3659
0,4612	14,4836	14,4836	1,7534	-2,3525	2,3525
0,553	15,2991	15,2991	1,7839	-0,7323	0,7323
0,7565	9,5646	9,5646	2,0924	0,7814	0,7814

Fortsetzung

Position [cm]	B-Feld (X) [Gauß]	Betrag(X) [Gauß]	Position [cm]	B-Feld (Y) [Gauß]	Betrag (Y) [Gauß]
0,8817	9,7262	9,7262	2,0991	-2,3902	2,3902
1,0641	4,0246	4,0246	2,3891	1,4037	1,4037
1,2257	3,8077	3,8077	2,4146	-3,6538	3,6538
1,3825	-1,6575	1,6575	2,6873	1,1551	1,1551
1,5499	-2,5872	2,5872	2,7221	-5,5566	5,5566
1,656	-7,4189	7,4189	2,9941	-0,2648	0,2648
1,8513	-9,1308	9,1308	3,2816	-3,1672	3,1672
1,9722	-14,2723	14,2723	3,5777	-7,5578	7,5578
2,2771	-20,6234	20,6234	3,8743	-13,1989	13,1989
2,5818	-27,6609	27,6609	4,1534	-20,0731	20,0731
2,91	-34,2244	34,2244	4,4461	-27,4022	27,4022
3,2063	-39,1117	39,1117	4,7393	-35,5302	35,5302
3,517	-41,7119	41,7119	5,0231	-44,2609	44,2609
3,8319	-41,5352	41,5352	5,3213	-51,5011	51,5011
4,1276	-37,3896	37,3896	5,5988	-59,0093	59,0093
4,4369	-29,4163	29,4163	5,8871	-65,5289	65,5289
4,733	-17,9351	17,9351	6,1748	-71,2306	71,2306
5,033	-3,0381	3,0381	6,4585	-75,9932	75,9932
5,3375	14,0144	14,0144	6,7457	-79,1157	79,1157
5,6398	31,5864	31,5864	7,0482	-78,6758	78,6758
5,9331	48,6677	48,6677	7,3316	-79,7172	79,7172
6,236	64,2759	64,2759	7,6351	-80,9938	80,9938
6,5285	76,8656	76,8656	7,9336	-81,5859	81,5859
6,8185	87,7205	87,7205	8,2297	-81,0648	81,0648
7,1075	95,9411	95,9411	8,5337	-80,0905	80,0905
7,3996	102,2922	102,2922	8,8201	-77,8022	77,8022
7,6863	106,8404	106,8404	9,1191	-74,7268	74,7268
7,9781	109,696	109,696	9,4235	-71,2139	71,2139
8,2657	110,6538	110,6538	9,7162	-66,9919	66,9919
8,5649	110,6022	110,6022	10,0249	-62,6322	62,6322
8,8608	109,7618	109,7618	10,3327	-58,2274	58,2274
9,1609	107,8955	107,8955	10,6368	-53,8345	53,8345
9,4544	104,9095	104,9095	10,9628	-49,6977	49,6977
9,7476	100,7443	100,7443	11,2706	-45,6809	45,6809
10,049	95,3242	95,3242	11,5952	-41,8212	41,8212
10,3465	88,2761	88,2761	11,9229	-38,0764	38,0764
10,6542	79,9666	79,9666	12,2461	-34,4514	34,4514

Fortsetzung

Position [cm]	B-Feld (X) [Gauß]	Betrag(X) [Gauß]	Position [cm]	B-Feld (Y) [Gauß]	Betrag (Y) [Gauß]
10,9689	70,4532	70,4532	12,6016	-30,8732	30,8732
11,2802	59,5442	59,5442	12,9218	-27,6918	27,6918
11,5932	48,5296	48,5296	13,2893	-24,4376	24,4376
11,9056	37,3242	37,3242	13,6122	-21,9105	21,9105
12,2201	26,7442	26,7442	13,9348	-19,3481	19,3481
12,5522	16,9676	16,9676	14,2507	-17,2308	17,2308
12,8752	8,5236	8,5236	14,5621	-15,2232	15,2232
13,2304	1,2749	1,2749	14,8803	-13,9872	13,9872
13,563	-3,9588	3,9588	15,1956	-12,3407	12,3407
13,9172	-7,8612	7,8612	15,5087	-10,7412	10,7412
14,2546	-10,2311	10,2311	15,842	-9,4541	9,4541
14,5692	-12,149	12,149	16,1636	-8,2076	8,2076
14,9027	-12,5413	12,5413	16,4923	-7,3116	7,3116
15,2145	-12,6136	12,6136	16,8235	-6,7073	6,7073
15,5386	-12,2026	12,2026	17,1549	-6,001	6,001
15,8544	-11,4138	11,4138	17,4945	-5,4332	5,4332
16,174	-11,0117	11,0117	17,8282	-4,7675	4,7675
16,5056	-10,487	10,487	18,1598	-4,0388	4,0388
16,8326	-9,6535	9,6535	18,5042	-3,7013	3,7013
17,1639	-8,8981	8,8981	18,8427	-3,1396	3,1396
17,4985	-8,0667	8,0667	19,1821	-2,2404	2,2404
17,8274	-7,2146	7,2146	19,4808	-2,0129	2,0129
18,1746	-6,3937	6,3937	19,7906	-1,9106	1,9106
18,502	-5,5737	5,5737	19,9773	-1,8305	1,8305
18,8395	-5,1895	5,1895			
19,1874	-6,005	6,005			
19,5163	-5,3194	5,3194			
19,8564	-4,0421	4,0421			



## B. Simulation der Neutralisation

### B.1. Wirkungsquerschnitte

**Tabelle B.1.:** Wirkungsquerschnitte  $H^- + Ar^{q+} \longrightarrow H^0/+ + \dots$

q	$E_{CM}$ [keV]	$\sigma_{-0}$ [ $10^{-16} \text{ cm}^2$ ]	Quelle	$\sigma_{-+}$ [ $10^{-16} \text{ cm}^2$ ]	Quelle
0	50	0,121 $\pm$ 1,2	[And-80]	2,12 $\pm$ 0,21	[And-80]
	75	9,7 $\pm$ 1	[And-80]	1,94 $\pm$ 0,2	[And-80]
	100	8,84 $\pm$ 0,9	[And-80]	1,6 $\pm$ 0,16	[And-80]
	150	7,9 $\pm$ 0,8	[And-80]	1,21 $\pm$ 0,12	[And-80]
	200	6,85 $\pm$ 0,7	[And-80]	0,97 $\pm$ 0,1	[And-80]
	400	5,6	[Alm-87]	0,58	[Alm-87]
	900	3,6	[Alm-87]	0,31	[Alm-87]
1	20,0	73,7 $\pm$ 5,9	[Ben-93]		
	50,0	46,6 $\pm$ 2,1	[Mel-99]	2,46 $\pm$ 0,16	[Mel-99]
	100,0	28,0 $\pm$ 1,2	[Mel-99]	1,15 $\pm$ 0,30	[Mel-99]
	200,0	18,4 $\pm$ 1	[Mel-95]	0,440 $\pm$ 0,23	[Mel-99]
2	20,0	150, $\pm$ 7,8	[Ben-93]		
	50,0	117, $\pm$ 4,8	[Mel-99]	3,72 $\pm$ 0,21	[Mel-99]
	100,0	71,4 $\pm$ 2,5	[Mel-99]	1,64 $\pm$ 0,33	[Mel-99]
	200,0	47,2 $\pm$ 1,9	[Mel-95]	0,849 $\pm$ 0,18	[Mel-99]
3	20,0	228 $\pm$ 12	[Ben-93]		
	50,0	207 $\pm$ 8,9	[Mel-99]	6,20 $\pm$ 0,60	[Mel-99]
	100,0	132 $\pm$ 8,6	[Mel-99]	3,53 $\pm$ 0,65	[Mel-99]
	200,0	81,7 $\pm$ 15	[Mel-95]	1,29 $\pm$ 0,33	[Mel-99]
4	20,0	353 $\pm$ 18	[Ben-93]		
	50,0	285 $\pm$ 13	[Mel-95]	12,8 $\pm$ 1,7	[Mel-99]
	100,0	223 $\pm$ 12	[Mel-95]	5,71 $\pm$ 1,3	[Mel-99]
	200,0	147 $\pm$ 25	[Mel-95]	2,75 $\pm$ 0,81	[Mel-99]
5	20,0	412 $\pm$ 49	[Ben-93]		
	50,0	387 $\pm$ 33	[Mel-99]	25,1 $\pm$ 4,7	[Mel-99]
	100,0	238 $\pm$ 35	[Mel-99]	10,4 $\pm$ 2,1	[Mel-99]
	200,0	156 $\pm$ 23	[Mel-95]	3,61 $\pm$ 1,2	[Mel-99]

Fortsetzung

q	$E_{\text{CM}}$ [keV]	$\sigma_{-0}$ [ $10^{-16} \text{ cm}^2$ ]	Quelle	$\sigma_{-+}$ [ $10^{-16} \text{ cm}^2$ ]	Quelle
6	20,0	538 $\pm$ 110	[Ben-93]		
	50,0	496 $\pm$ 30	[Mel-99]	31,8 $\pm$ 7,5	[Mel-99]
	100,0	313 $\pm$ 53	[Ben-93]	23,4 $\pm$ 7,4	[Mel-99]
	200,0	264 $\pm$ 53	[Mel-95]	16,3 $\pm$ 7,2	[Mel-99]
7	20,0	823 $\pm$ 180	[Ben-93]		
	50,0	644 $\pm$ 100	[Deb-89]		
	100,0	735 $\pm$ 160	[Ben-93]		
	200,0	357 $\pm$ 68	[Mel-95]		
8	50,0	858 $\pm$ 240	[Deb-89]		
	200,0	434 $\pm$ 130	[Mel-95]		

**Tabelle B.2.:** Wirkungsquerschnitte  $\text{H}^0 + \text{Ar}^0 \rightarrow \text{H}^{+/-} + \dots$

q	$E_{\text{CM}}$ [keV]	$\sigma_{0+}$ [ $10^{-16} \text{ cm}^2$ ]	Quelle	$\sigma_{0-}$ [ $10^{-18} \text{ cm}^2$ ]	Quelle
0	50	4.42 $\pm$ 0.44	[And-80]	5.3 $\pm$ 0.72	[And-80]
	75	4.76 $\pm$ 0.48	[And-80]	3.2 $\pm$ 0.46	[And-80]
	100	4.1 $\pm$ 0.42	[And-80]	1.95 $\pm$ 0.29	[And-80]
	150	3.57 $\pm$ 0.36	[And-80]	0.74 $\pm$ 0.11	[And-80]
	200	3.43 $\pm$ 0.34	[And-80]	0.33 $\pm$ 0.06	[And-80]
	400	2.7 $\pm$ 0.4	[Alm-87]	—	
	1000	1.8 $\pm$ 0.27	[Alm-87]	—	

**Tabelle B.3.:** Wirkungsquerschnitte  $\text{H}^- + \text{e}^- \longrightarrow \text{H}^{0/+} + \dots$

$E_{\text{CM}}$ [keV]	$\sigma_{-0}$ [ $10^{-16} \text{ cm}^2$ ]			Quelle	$E_{\text{CM}}$ [keV]	$\sigma_{-+}$ [ $10^{-18} \text{ cm}^2$ ]			Quelle
12.4	31.0	$\pm$	9.3	[Pea-70]	17.8	1.97	$\pm$	0.41	[Def-82]
19.4	34.6	$\pm$	6.28	[Pea-70]	19.8	2.78	$\pm$	0.286	[Def-82]
32.4	33.0	$\pm$	3.96	[Pea-70]	40.8	8.49	$\pm$	0.34	[Def-82]
42.4	28.0	$\pm$	2.8	[Pea-70]	50.8	10.2	$\pm$	0.30	[Def-82]
67.4	21.6	$\pm$	2.16	[Pea-70]	60.8	9.56	$\pm$	0.143	[Def-82]
82.4	18.2	$\pm$	2.18	[Pea-70]	80.8	10.2	$\pm$	0.22	[Def-82]
102.0	17.6	$\pm$	2.1	[Pea-70]	100.8	7.39	$\pm$	0.19	[Def-82]
152.0	12.7	$\pm$	1.34	[Pea-70]	150.8	5.43	$\pm$	0.13	[Def-82]
200.0	11.1	$\pm$	1.44	[Pea-70]	200.8	3.96	$\pm$	0.063	[Def-82]
300.0	7.35	$\pm$	0.96	[Pea-70]	300.8	2.69	$\pm$	0.027	[Def-82]
400.0	5.68	$\pm$	0.62	[Pea-70]	400.8	1.58	$\pm$	0.046	[Def-82]
600.0	4.22	$\pm$	0.63	[Pea-70]	600.8	.983	$\pm$	0.051	[Def-82]
800.0	3.45	$\pm$	0.72	[Pea-70]	800.8	.700	$\pm$	0.031	[Def-82]
1000.0	2.92	$\pm$	0.5	[Pea-70]	1000.0	.496	$\pm$	0.02	[Def-82]

**Tabelle B.4.:** Wirkungsquerschnitte  $\text{H}^0 + \text{e}^- \longrightarrow \text{H}^+ + \dots$

$E_{\text{CM}}$ [keV]	$\sigma_{0+}$ [ $10^{-17} \text{ cm}^2$ ]			Quelle
14.6	0.54	$\pm$	0.025	[Sha-87]
20	2.93	$\pm$	0.09	[Sha-87]
35.4	5.59	$\pm$	0.07	[Sha-87]
48.6	6.23	$\pm$	0.06	[Sha-87]
75.5	5.96	$\pm$	0.08	[Sha-87]
102.0	5.40	$\pm$	0.07	[Sha-87]
148.2	4.62	$\pm$	0.05	[Sha-87]
213.2	3.79	$\pm$	0.07	[Sha-87]
288.2	3.03	$\pm$	0.05	[Sha-87]
347.9	2.66	$\pm$	0.02	[Sha-87]
427.9	2.31	$\pm$	0.01	[Sha-87]
598.2	1.77	$\pm$	0.03	[Sha-87]
818.2	1.32	$\pm$	0.02	[Sha-87]
998.2	1.13	$\pm$	0.01	[Sha-87]

## B.2. Programm

```
(* Programm zur *)
(* Berechnung der Strahlanteile in Gas-, Ionen- und Mischtargets *)

(* Einbinden von Grafikerweiterungen *)
<<Graphics'Colors'

(* Setzen der Wirkungsquerschnitte *)
(* für Argon-Gas- und -Iontargets *)

(* Elektronenstoß *)

(* Minus -> Null *)
sem0 = Interpolation[{
  { 12.4, 31.0 10-16},
  { 19.4, 34.6 10-16},
  { 32.4, 33.0 10-16},
  { 42.4, 28.0 10-16},
  { 67.4, 21.6 10-16},
  { 82.4, 18.2 10-16},
  {102,   17.6 10-16},
  {152,   12.7 10-16},
  {200,   11.1 10-16},
  {300,    7.35 10-16},
  {400,    5.68 10-16},
  {600,    4.22 10-16},
  {800,    3.45 10-16},
  {1000,   2.92 10-16},
}, InterpolationOrder->1] (*Pea-70*)

(* Minus -> Plus *)
semp = Interpolation[{
  { 17.8, 1.97 10-18},
  { 19.8, 2.78 10-18},
  { 40.8, 8.49 10-18},
  { 50.8, 10.2 10-18},
  { 60.8, 9.56 10-18},
  { 80.8, 10.2 10-18},
```



```
{100.8, 7.39 10^-18},
{150.8, 5.43 10^-18},
{200.8, 3.96 10^-18},
{300.8, 2.69 10^-18},
{400.8, 1.58 10^-18},
{600.8, .983 10^-18},
{800.8, .700 10^-18},
{1000 , .496 10^-18} (*Def-82*)
},InterpolationOrder -> 1];

(* Null -> Plus *)
se0p = Interpolation[{
  { 14.6, 0.54 10^-17},
  { 20  , 2.93 10^-17},
  { 35.4, 5.59 10^-17},
  { 48.6, 6.23 10^-17},
  { 75.5, 5.96 10^-17},
  {102.0, 5.40 10^-17},
  {148.2, 4.62 10^-17},
  {213.2, 3.79 10^-17},
  {288.2, 3.03 10^-17},
  {347.9, 2.66 10^-17},
  {427.9, 2.31 10^-17},
  {598.2, 1.77 10^-17},
  {818.2, 1.32 10^-17},
  {998.2, 1.13 10^-17}
},InterpolationOrder -> 1]; (*Sha-87*)

(* Elektroneneinfang (unbekannt) *)
se0m = 0;(*Interpolation[{ 0}]*)
sep0 = 0;(*Interpolation[{0}]*)

(* Ionen-Atom (Argon) *)

sam0 = Interpolation[{
  {50,1.21 10^-15},
  {75, 9.7 10^-16},
  {100,8.84 10^-16},
  {150, 7.9 10^-16},
  {200,6.85 10^-16},
  {400, 5.6 10^-16},
```

```
      {900, 3.6 10^-16}
    },InterpolationOrder -> 1] (* Atome H- ->H0 *)

samp = Interpolation[{
  {50,2.12 10^-16},
  {75, 1.94 10^-16},
  {100,1.6 10^-16},
  {150,1.21 10^-16},
  {200,1 10^-16},
  {400, 5.8 10^-17},
  {900, 3.13 10^-17}
},InterpolationOrder -> 1] ;(* Atome H- ->H+ *)

sa0p = Interpolation[{
  {50,4.42 10^-16},
  {75, 4.76 10^-16},
  {100,4.1 10^-16},
  {150, 3.57 10^-16},
  {200,3.43 10^-16},
  {400, 2.7 10^-16},
  {1000, 1.8 10^-16}
},InterpolationOrder -> 1] ;(* Atome H0 ->H+ *)

sa0m = Interpolation[{
  {50,5.3 10^-18},
  {75,3.2 10^-18},
  {100,1.95 10^-18},
  {150, 0.74 10^-18},
  {200, 0.33 10^-18}
  {1000, 0 10^-18}
},InterpolationOrder -> 1]; (* Atome H0 -> H- *)

sap0 = Interpolation[{
  {50,3 10^-18},
  {100, 2 10^-18},
  {200,2 10^-18},
  {400, 2 10^-18},
  {1000, 2 10^-18}
},InterpolationOrder -> 1]; (* Atome H+ ->H0 *)

sapm = Interpolation[{
  {50,3.2 10^-18},
```

```
{100, 2 10-18},
{200, 2 10-18},
{400, 2 10-18},
{1000, 2 10-18}
}, InterpolationOrder -> 1] ;(* Atome H+ ->H- *)

(* Ionen-Ionen *)

(* H- + Ar1+ -> H0 + ... *)
si1m0 = Interpolation[{{20, 0.737 10-14}, {50, 0.466 10-14},
{100, 0.288 10-14}, {200, 0.184 10-14}, {400, 0.15 10-14}},
InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar2+ -> H0 + ... *)
si2m0 = Interpolation[{{20, 1.5 10-14}, {50, 1.17 10-14},
{100, 0.714 10-14}, {200, 0.472 10-14}, {400, 0.38 10-14}},
InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar3+ -> H0 + ... *)
si3m0 = Interpolation[{{20, 2.28 10-14}, {50, 2.07 10-14},
{100, 1.32 10-14}, {200, 0.817 10-14}, {400, 0.8 10-14}},
InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar4+ -> H0 + ... *)
si4m0 = Interpolation[{{20, 3.53 10-14}, {50, 2.85 10-14},
{100, 2.23 10-14}, {200, 1.47 10-14}, {400, 1.2 10-14}},
InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar5+ -> H0 + ... *)
si5m0 = Interpolation[{{20, 4.12 10-14}, {50, 3.87 10-14},
{100, 2.38 10-14}, {200, 1.56 10-14}, {400, 1.7 10-14}},
InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar6+ -> H0 + ... *)
si6m0 = Interpolation[{{20, 5.38 10-14}, {50, 4.96 10-14},
{100, 3.13 10-14}, {200, 2.64 10-14}, {400, 2.2 10-14}},
InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar7+ -> H0 + ... *)
si7m0 = Interpolation[{{20, 8.23 10-14}, {50, 6.44 10-14},
{100, 7.35 10-14}, {200, 3.57 10-14}, {400, 2.8 10-14}},
```

```
InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar8+ -> H0 + ... *)
si8m0 = Interpolation[{{20, 9.7 10^-14}, {50, 6.71 10^-14},
  {100, 6.56 10^-14}, {200, 4.34 10^-14}, {400, 3.4 10^-14}},
  InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar1+ -> H+ + ... *)
si1mp = Interpolation[{{50, 2.31 10^-16}, {100, 1.15 10^-16},
  {200, 0.544 10^-16}, {400, 0.25 10^-16}},
  InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar2+ -> H+ + ... *)
si2mp = Interpolation[{{50, 3.55 10^-16}, {100, 1.64 10^-16},
  {200, 0.853 10^-16}, {400, 0.4 10^-16}},
  InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar3+ -> H+ + ... *)
si3mp = Interpolation[{{50, 7.99 10^-16}, {100, 3.53 10^-16},
  {200, 1.50 10^-16}, {400, 0.8 10^-16}},
  InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar4+ -> H+ + ... *)
si4mp = Interpolation[{{50, 12.4 10^-16}, {100, 5.71 10^-16},
  {200, 2.62 10^-16}, {400, 1.9 10^-16}},
  InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar5+ -> H+ + ... *)
si5mp = Interpolation[{{50, 25.1 10^-16}, {100, 10.4 10^-16},
  {200, 3.61 10^-16}, {400, 3.7 10^-16}},
  InterpolationOrder -> 1];

(* H- + Ar6+ -> H+ + ... *)
si6mp = Interpolation[{{50, 31.8 10^-16}, {100, 23.4 10^-16},
  {200, 16.3 10^-16}, {400, 11 10^-16}},
  InterpolationOrder -> 1];

(* H+ + ArX+ -> H0 + ... *)
si1p0 = Interpolation[{{0, 0}, {1000, 0}}, InterpolationOrder -> 1];
si2p0 = Interpolation[{{0, 0}, {1000, 0}}, InterpolationOrder -> 1];
si3p0 = Interpolation[{{0, 0}, {1000, 0}}, InterpolationOrder -> 1];
si4p0 = Interpolation[{{0, 0}, {1000, 0}}, InterpolationOrder -> 1];
```

```
si5p0 = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si6p0 = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];

(* H+ + ArX+ -> H- + ... *)
si1pm = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si2pm = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si3pm = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si4pm = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si5pm = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si6pm = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];

(* H0 + ArX+ -> H+ + ... *)
si10p = si1mp;
si20p = si2mp;
si30p = si3mp;
si40p = si4mp;
si50p = si5mp;
si60p = si6mp;

(* H0 + ArX+ -> H- + ... *)
si10m = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si20m = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si30m = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si40m = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si50m = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];
si60m = Interpolation[{{0,0},{1000,0}},InterpolationOrder -> 1];

(* Gas-Target *)

(* setzen der fuer Gastargets relevanten WQs *)
sm0 = sam0[energie];
smp = samp[energie];
s0m = sa0m[energie];
s0p = sa0p[energie];
sp0 = sap0[energie];
spm = sapm[energie];

(* numerisches Loesen des Gleichungssystems *)
gas = NDSolve[{
    in'[x]==-in[x](s0m+s0p) + im[x] sm0 + ip[x] sp0,
    im'[x]==-im[x](sm0+smp) + in[x] s0m + ip[x] spm,
```

```
ip'[x]==-ip[x](spm+sp0) + im[x] smp + in[x] s0p,
in[0]== 0,im[0]==100,ip[0]==0 },
{in,im,ip},{x,0,2 10^18},MaxSteps->2500]
```

(\* Ionen-Target \*)

(\* Ionenverteilung \*)

```
zver = {
  (*Neutal      *)      .4,
  (* 1+         *)      .3,
  (* 2+         *)      .2,
  (* 3+         *)      .1,
  (* 4+         *)      0.0,
  (* 5+         *)      0.0,
  (* 6+         *)      0
}
```

(\* setzen der relevanten WQs \*)

```
spm0= zver[[1]] sam0[energie] + zver[[2]] si1m0[energie] +
      zver[[3]] si2m0[energie] +zver[[4]] si3m0[energie]+
      zver[[5]] si4m0[energie] +zver[[6]] si5m0[energie] +
      zver[[7]] si6m0[energie] +(zver[[2]]+2zver[[3]]+
      3zver[[4]]+4zver[[5]]+5zver[[6]]+6zver[[7]])sem0[energie];
smp= zver[[1]] samp[energie] + zver[[2]] si1mp[energie] +
      zver[[3]] si2mp[energie] +zver[[4]] si3mp[energie]+
      zver[[5]] si4mp[energie] +zver[[6]] si5mp[energie] +
      zver[[7]] si6mp[energie] + (zver[[2]]+2zver[[3]]+
      3zver[[4]]+4zver[[5]]+5zver[[6]]+6zver[[7]])semp[energie];

sp0m= zver[[1]] sa0m[energie] + zver[[2]] si10m[energie] +
      zver[[3]] si20m[energie] +zver[[4]] si30m[energie]+
      zver[[5]] si40m[energie] +zver[[6]] si50m[energie] +
      zver[[7]] si60m[energie]+(zver[[2]]+2zver[[3]]+
      3zver[[4]]+4zver[[5]]+5zver[[6]]+6zver[[7]])se0m[energie];
sp0p= zver[[1]] sa0p[energie] + zver[[2]] si10p[energie] +
      zver[[3]] si20p[energie] +zver[[4]] si30p[energie]+
      zver[[5]] si40p[energie] +zver[[6]] si50p[energie] +
      zver[[7]] si60p[energie]+(zver[[2]]+2zver[[3]]+
      3zver[[4]]+4zver[[5]]+5zver[[6]]+6zver[[7]])se0p[energie];

spp0= zver[[1]] sap0[energie] + zver[[2]] si1p0[energie] +
```

---

```

        zver[[3]] si2p0[energie] +zver[[4]] si3p0[energie]+
        zver[[5]] si4p0[energie] +zver[[6]] si5p0[energie] +
        zver[[7]] si6p0[energie]+(zver[[2]]+2zver[[3]]+
        3zver[[4]]+4zver[[5]]+5zver[[6]]+6zver[[7]])sep0[energie];
sppm= zver[[1]] sapm[energie] + zver[[2]] si1pm[energie] +
        zver[[3]] si2pm[energie] +zver[[4]] si3pm[energie]+
        zver[[5]] si4pm[energie] +zver[[6]] si5pm[energie] +
        zver[[7]] si6pm[energie]+(zver[[2]]+2zver[[3]]+
        3zver[[4]]+4zver[[5]]+5zver[[6]]+6zver[[7]])sepm[energie];

(* numerisches Loesen des Gleichungssystem *)
plasma = NDSolve[{
    in'[x]==-in[x](sp0m+sp0p) + im[x] spm0 + ip[x] spp0,
    im'[x]==-im[x](spm0+spmp) + in[x] sp0m + ip[x] sppm,
    ip'[x]==-ip[x](sppm+spp0) + im[x] spmp + in[x] sp0p,
    in[0]== 0,im[0]==100,ip[0]==0 },{in,im,ip},{x,0,3 10^18}]

(* Misch-Target *)

(* Laenge der Gas und Plasma Zonen*)
glaenge1 = 0;    (* erster Gasbereich *)
plaenge  = 280; (* Plasmabereich *)
glaenge2 = 0;    (* zweiter Gasbereich *)

(* Gesamtlaenge *)
ges=(glaenge1+glaenge2+plaenge);

(* Initialisieren des benötigten Speichers *)
mn=mm=mp=gasn=gasm=gasp=Table [{0,0},{400/25}];

(* Variation der Energie von 25 bis 400keV (in 25keV Schritten) *)
For[energie=25;lauf=1;;energie<=400,energie+=25;lauf++,
    Print[energie];
    Clear[mischn, mischm,mischp,mischall];
    mischn= mischm=mischp=Table[{0,0},{20*18}];
    mischall=Table[{0,{0,0,0}},{20*18}];
    lauf2=0;

(* Targetdicke 1E0 bis 1E17 *)

```

```

For [exp=0, exp<=17,exp++,
  For[fact=1, fact<10,fact+=0.5,lauf2++;

(* Aufteilung der Targetdicke auf die drei Bereiche *)
  tdg1=glaengel/ges fact 10^exp;
  tdg2=glaenge2/ges fact 10^exp;
  tdp=plaenge/ges fact 10^exp;

(* Stroeme nach erster Gasphase *)
  misch1 =NDSolve[{
    in'[x]==-in[x](sp0m+sp0p) + im[x] spm0 + ip[x] spp0,
    im'[x]==-im[x](spm0+spmp) + in[x] sp0m + ip[x] sppm,
    ip'[x]==-ip[x](sppm+spp0) + im[x] spmp + in[x] sp0p,
    in[0]==Evaluate[in[tdg1]/.gas][[1]],
    im[0]==Evaluate[im[tdg1]/.gas][[1]],
    ip[0]==Evaluate[ip[tdg1]/.gas][[1]]},
    {in,im,ip},{x,0,1.2 10^18},MaxSteps->2200];

(* Stroeme nach der Plasmaphase *)
  misch2 =NDSolve[{
    in'[x]==-in[x](s0m+s0p)+im[x] sm0 + ip[x] sp0,
    im'[x]==-im[x](sm0+smp)+in[x] s0m +ip[x] spm,
    ip'[x]==-ip[x](spm+sp0)+im[x] smp +in[x] s0p,
    in[0]== Evaluate[in[tdp]/.misch1][[1]],
    im[0]==Evaluate[im[tdp]/.misch1][[1]],
    ip[0]==Evaluate[ip[tdp]/.misch1][[1]] },
    {in,im,ip},{x,0,1.2 10^18},MaxSteps->2000];

(* Stroeme nach zweiten Gasphase *)
  mischn[[lauf2]]={fact 10^exp,Evaluate[in[tdg2]/.misch2][[1]]};
  mischm[[lauf2]] ={fact 10^exp,Evaluate[im[tdg2]/.misch2][[1]]};
  mischp[[lauf2]]={fact 10^exp,Evaluate[ip[tdg2]/.misch2][[1]]};

(* Zusammenfassen der Ergebnisse in einer Tabelle *)
  mischall[[lauf2]]={fact 10^exp,
    {mischm[[lauf2,2]],mischn[[lauf2,2]], mischp[[lauf2,2]]}};
  ];
  mn[[lauf]]=Interpolation[mischn];
  mm[[lauf]]=Interpolation[mischm];
  mp[[lauf]]=Interpolation[mischp];
  gasn[[lauf]]=in/.gas[[1]];
  gasm[[lauf]]=im/.gas[[1]];

```



```
gasp[[lauf]]=ip/.gas[[1]];

(* Speichern der Daten *)
SetDirectory["F:/neutralisation"];
Put[mischall,ToString[StringForm["m_4_3_2_1-'' .ma",energie]]];
Put[Flatten[Table[{a 10^b,
  Evaluate[{im[a 10^b],in[a 10^b],ip[a 10^b]}/.plasma][[1]]},
  {b,0,17},{a,1,9.5,0.5}],1],
  ToString[StringForm["p4_3_2_1-'' .ma",energie]]];
];

Clear[energie];
```



# C. Berichtigung des Bitfehlers

## C.1. Korrekturverfahren

Das Korrekturverfahren basiert auf der Annahme, dass die Messwerte sich nur langsam ändern. Die Daten werden von vorne nach hinten durchlaufen, bis eine Sprungstelle gefunden wird. Danach wird der zugehörige Rücksprung gesucht. Um die Werte anzupassen, wird der letzte Wert vor dem Sprung um einen im Verhältnis zum Sprung kleinen Wert (32) verändert, wobei darauf geachtet wird, ob ein Überlauf oder ein Unterlauf erzeugt werden muss. Die Bits 12-15 der so entstandenen Zahl werden dann in die zu verändernden Daten kopiert.

Eine Überprüfung, ob die Sprungstelle tatsächlich an einer der ausgezeichneten Sprungstellen liegt, findet nicht statt. Jeder Sprung um mehr als 128 wird also an die Vorgängerwerte angepasst.

## C.2. Korrekturprogramm

Das Korrekturprogramm ist in der Skriptsprache Perl geschrieben. Perl hat gegenüber Compiler-Hochsprachen wie C oder Fortran den Vorteil, dass es hervorragend zur Verarbeitung von Textdateien und Strings geeignet ist.

```
#!/usr/bin/perl
#####
#
# Berichtigung des Bitfehlers in einer der
# zweispaltigen Messdaten
#
#####

@input=<>;      # STDIN in @input einlesen

$zeile=0;
# auftrennen der Eingabedatei in einzelne Spalten
foreach $line (@input)
{
    $zeile++;
    ($spalte1[$zeile],$spalte2[$zeile]) = split(/,/,$line);
```

```
        if ($spalte1[$zeile]==0)
        {
            last;
        }
    }
    chomp(@spalte2);

# Beichtigen der beiden Spalten erfolgt in Unterfunktion
&kor_col(\@spalte1);
&kor_col(\@spalte2);

# Ausgabe der berichtigten Daten
for ($zaehl=1;$zaehl<=$#spalte1-1;$zaehl++)
{
    printf "%i, %i \n", $spalte1[$zaehl], $spalte2[$zaehl];
}

#####
#
# Unterprogramm zur Berichtigung einer Spalte
#
#####
sub kor_col
{
    my $zeile, $pos1, $pos2, $anzahl;
    my @spalte, $diff,$bitx, $set_mask,$del_mask;

    $spalte=$_[0];

    # Anzahl der Elemente in der Spalte
    $anzahl=$#{$spalte};

    # Die Spalte vom ersten bis letzten Element durchlaufen
    for ($zeile=1;$zeile<=$anzahl;$zeile++)
    {
        # erfolgt ein Sprung um mehr als 128 (Bit 7) ?
        if (abs($diff=(${spalte}[$zeile]-${spalte}[$zeile+1]))>128)
        {
            $pos1=$pos2=$zeile+1;

            # wo erfolgt der Sprung zurueck?
            # Wert entspricht etwa dem alten Wert
            while (abs(${spalte}[$pos2]-${spalte}[$pos2+1])<=130&&$pos2<$anzahl)
            {
```

```
$pos2++;
}

$del_mask=hex 'F07F';    # Die Bits 0-6 und 12-15 bleiben erhalten
$cut_out =hex 'FFFF'~$del_mask;
$set_mask=0;             # noch gibt es nichts zu setzen

# Zerlegen der letzten Zahl vor dem Sprung in Bits
$last=1*${$spalte}[$pos1-1];
sprintf( "%#014b",($last[$spalte]) ^ ($wort))=~0b([01]*)/;
@bits_last=reverse($1)=~/[01]/g;

# Die Fehler liegen in den Bits 8 und 9. Um eine Korrektur vorzunehmen
# wird eine kleiner, maximal als realistisch anzusehende Wert zum
# letzten Wert vor dem Sprung addiert oder subtrahiert. Die Bits 8
# und 9 werden aus der so entstandenen Zahl in die fehlerhaften Zahlen
# uebertragen.
$change_bit=5;
$change_wert=2**$change_bit;

# Ist das zu ändernde Bit gesetzt, wird ein Überlauf erzeugt,
# ist es gelöscht wird ein Unterlauf erzeugt.
if (($last & $change_wert)==$change_wert)
{
    $new=$last+$change_wert;
}
else
{
    $new=$last-$change_wert;
}
$set_mask = ($new & $cut_out); # Bit 7-11 in heraus lösen.

for ($zeile=$pos1; ($zeile<=$pos2) && ($zeile<=$anzahl); $zeile++)
{
    # erst die Bits 8-11 loschen, dann die
    # zu übertragenden Bits setzen
    if ($set_mask!=0)
    {
        ${$spalte}[$zeile]=((${$spalte}[$zeile]&$del_mask)|$set_mask);
    }
}
if ($altezeile<$pos1-2)
{
    # Rücksprung falls die Fehler geschachtelt sind
```

```
        $altezeile=$zeile=$pos1-2;
    }
    else
    {
        $altezeile=$zeile=$pos1-1;
    }
}
}
```

## D. Mittelwerte der Messreihen

**Tabelle D.1.:** Mittelwert der gemessenen Ionenströme der Messreihe 23074. Gemittelt wurde jeweils über die Kanäle mit gleicher Mikrowellenleistung. Eine Leistung von 100% entspricht 300W.

Leistung [%]	gemittelte Kanäle		H <sup>-</sup> -Strom		H <sup>+</sup> -Strom	
	Start	Ende	[ A ]	normiert	[ A ]	normiert
0	1	973	-1,03E-11	1,00	7,64E-12	1,00
50	1015	1644	-4,20E-12	0,41	2,04E-11	2,67
80	1654	2201	-6,69E-12	0,65	1,85E-11	2,42
40	2201	2486	-5,26E-12	0,51	1,79E-11	2,35
0	2506	3552	-1,01E-11	0,98	8,53E-12	1,12

**Tabelle D.2.:** Mittelwert der gemessenen Ionenströme der Messreihe 23075. Gemittelt wurde jeweils über die Kanäle mit gleicher Mikrowellenleistung. Eine Leistung von 100% entspricht 300W.

Leistung [%]	gemittelte Kanäle		H <sup>+</sup> -Strom		H <sup>-</sup> -Strom	
	Start	Ende	[ A ]	normiert	[ A ]	normiert
0	1	354	-1,67E-11	1,00	4,81E-12	1,00
30	376	722	-1,34E-11	0,80	9,73E-12	2,02
50	722	1078	-1,37E-11	0,82	1,13E-11	2,35
80	1089	1444	-1,50E-11	0,90	1,23E-11	2,56
34	1444	1768	-1,33E-11	0,79	1,18E-11	2,46
0	1811	2242	-1,75E-11	1,04	5,82E-12	1,21
80	2242	3289	-1,46E-11	0,87	1,33E-11	2,76
0	3310	3810	-1,70E-11	1,02	6,25E-12	1,30

**Tabelle D.3.:** Mittelwert der gemessenen Ionenströme der Messreihe 24075. Gemitelt wurde jeweils über die Kanäle mit gleicher Mikrowellenleistung. Eine Leistung von 100% entspricht 300W.

Leistung [%]	gemittelte Kanäle		H <sup>-</sup> -Strom		H <sup>-</sup> -Strom	
	Start	Ende	[ A ]	normiert	[ A ]	normiert
0	1	413	-2,54E-13	1,00	8,29E-12	1,00
30	402	1600	-4,78E-13	1,88	1,23E-11	1,49
78	1600	2103	-6,23E-13	2,46	1,48E-11	1,78
50	2103	2503	-6,32E-13	2,49	1,62E-11	1,95
20	2503	2845	-4,37E-13	1,72	9,99E-12	1,21
50	2845	3165	-6,94E-13	2,74	1,48E-11	1,79
0	3154	3571	-3,67E-13	1,45	8,82E-12	1,06

**Tabelle D.4.:** Mittelwert der gemessenen Ionenströme der Messreihe 24076. Gemitelt wurde jeweils über die Kanäle mit gleicher Mikrowellenleistung. Eine Leistung von 100% entspricht 300W.

Leistung [%]	gemittelte Kanäle		H <sup>-</sup> -Strom		H <sup>-</sup> -Strom	
	Start	Ende	[ A ]	normiert	[ A ]	normiert
0	1	291	-1,91E-11	1,00	1,59E-11	1,00
18	291	518	-1,90E-11	1,00	1,51E-11	0,95
50	518	1500	-1,67E-11	0,87	2,20E-11	1,38
0	1547	1726	-1,87E-11	0,98	1,68E-11	1,06
80	1765	1900	-1,61E-11	0,84	1,83E-11	1,15
0	1935	2010	-1,78E-11	0,93	1,60E-11	1,01

**Tabelle D.5.:** Mittelwert der gemessenen Ionenströme der Messreihe 24077. Gemitelt wurde jeweils über die Kanäle mit gleicher Mikrowellenleistung. Eine Leistung von 100% entspricht 300W.

Leistung [%]	gemittelte Kanäle		H <sup>-</sup> -Strom		H <sup>-</sup> -Strom	
	Start	Ende	[ A ]	normiert	[ A ]	normiert
0	1	245	-1,15E-11	1,00	6,90E-12	1,00
25	294	517	-1,02E-11	0,89	7,88E-12	1,14
30	517	611	-9,55E-12	0,83	9,84E-12	1,43
35	621	721	-8,67E-12	0,76	1,22E-11	1,76
40	721	820	-8,28E-12	0,72	1,27E-11	1,85
45	820	937	-8,13E-12	0,71	1,40E-11	2,03



Fortsetzung

Leistung [%]	gemittelte Kanäle		H <sup>-</sup> -Strom		H <sup>-</sup> -Strom	
	Start	Ende	[ A]	normiert	[ A]	normiert
60	942	1097	-8,46E-12	0,74	1,43E-11	2,07
80	1097	1197	-8,32E-12	0,73	1,30E-11	1,89
30	1197	1340	-8,12E-12	0,71	1,30E-11	1,88
80	1340	1396	-8,08E-12	0,70	1,36E-11	1,97
0	1431	1505	-1,02E-11	0,89	1,41E-11	2,04
60	1544	1631	-7,60E-12	0,66	1,41E-11	2,04
0	1657	1700	-9,95E-12	0,87	1,71E-11	2,48
80	1735	1773	-7,72E-12	0,67	2,02E-11	2,93
0	1795	1817	-9,54E-12	0,83	1,82E-11	2,64
30	1865	1925	-8,00E-12	0,70	1,73E-11	2,51
0	1972	2047	-1,01E-11	0,88	1,36E-11	1,97
80	2085	2198	-7,74E-12	0,67	1,43E-11	2,08
0	2258	2409	-1,02E-11	0,89	1,34E-11	1,95



# Abbildungsverzeichnis

1.1. Bindungsenergie pro Nukleon . . . . .	5
1.2. Wirkungsquerschnitte von Fusionsreaktionen . . . . .	6
1.3. Wechselwirkungspotentials zweier Atomkerne . . . . .	7
1.4. Zündbedingung und Lawson-Kriterium . . . . .	8
1.5. Pellet . . . . .	9
1.6. Tokamak Skizze . . . . .	10
1.7. Stellarator . . . . .	11
2.1. Neutralisationswirkungsgrade von $H^+$ und $H^-$ . . . . .	13
2.2. Mehrstufiger Neutralisierer . . . . .	14
2.3. Wirkungsgrad verschiedener Neutralisationsmethoden . . . . .	15
2.4. Umladungsquerschnitte von $H^-$ in Ar und $Ar^+$ . . . . .	15
2.5. Übersicht: $\sigma_{-0}$ und $\sigma_{-+}$ für Ar-, Ne- und Xe-Ionen . . . . .	16
2.6. Übersicht: $H^0$ -Anteile . . . . .	17
2.7. Anordnung der Magnete . . . . .	18
2.8. Schematischer Aufbau des EZR-Targets . . . . .	19
2.9. Radiales Magnetfeld einer EZR . . . . .	21
2.10. Ablenkung von $H^-$ -Ionen im Target . . . . .	22
2.11. Ablenkung eines 100 keV-Ionenstrahls im EZR-Magnetfeld . . . . .	23
2.12. Ablenkung eines 150 keV-Ionenstrahls im EZR-Magnetfeld . . . . .	24
2.13. Optimierung der Magnetfelder . . . . .	25
2.14. Mögliche Ladungszustände und Übergänge bei der $H^-$ -Neutralisation . . . . .	26
2.15. Gas-Plasma-Verteilung im EZR-Target . . . . .	28
2.16. Umladung bei 150 keV . . . . .	29
2.17. Maximale Neutralisation . . . . .	31
2.18. Vergleich Gas- und EZR-Target . . . . .	31
3.1. Experimentelles Konzept . . . . .	33
3.2. Gasversion der PIG . . . . .	34
3.3. Experimenteller Aufbau . . . . .	35
3.4. Bockschaltbild des HV-Terminals . . . . .	39
3.5. Strom-Spannungs-Kennlinie des HV-Terminals . . . . .	39
3.6. Spektrum des Oberflächensperrschichtdetektors . . . . .	42

3.7. Computergestützte Messdatenaufnahme . . . . .	42
3.8. Kalibrierung der ADCs . . . . .	45
3.9. Angenommene Druckverteilung . . . . .	46
3.10. Zusammenhang von Targetdruck/-dicke und Druck in P4 . . . . .	47
4.1. Transmission durch das Target . . . . .	50
4.2. Neutralteilchenstrom in Gas- und EZR-Target . . . . .	51
4.3. Erwartete Neutralisation . . . . .	52
4.4. Flattop-Messung . . . . .	53
4.5. Bitfehler . . . . .	54
4.6. Gas-/Plasmawechsel . . . . .	56
4.7. Gas-/Plasmawechsel (Mittelwerte) . . . . .	58

# Tabellenverzeichnis

A.1. Magnetfeldmessungen nach der Optimierung . . . . .	65
A.2. Magnetfeldmessungen vor der Optimierung . . . . .	67
B.1. Wirkungsquerschnitte $H^- + Ar^{q+} \longrightarrow H^{0/+} + \dots$ . . . . .	73
B.2. Wirkungsquerschnitte $H^0 + Ar^0 \longrightarrow H^{+/-} + \dots$ . . . . .	74
B.3. Wirkungsquerschnitte $H^- + e^- \longrightarrow H^{0/+} + \dots$ . . . . .	75
B.4. Wirkungsquerschnitte $H^0 + e^- \longrightarrow H^+ + \dots$ . . . . .	75
D.1. Mittelwerte für Messreihe 23074 . . . . .	91
D.2. Mittelwerte für Messreihe 23075 . . . . .	91
D.3. Mittelwerte für Messreihe 24075 . . . . .	92
D.4. Mittelwerte für Messreihe 24076 . . . . .	92
D.5. Mittelwerte für Messreihe 24077 . . . . .	92



# Literaturverzeichnis

- [Alm-87] Almeida, D. P., et al.  
*Collisional formation and destruction of fast negative hydrogen ions in He, Ne, and Ar targets*  
Phys. Rev. A **36** (1) (1987), 16–25
- [And-80] Anderson, C. J.; Girnius, R. J.; Howard, A. M.; Anderson, L. W.  
*Production of fast  $H^0$  atoms by stripping  $H^-$  ions in gas and vapor targets*  
Phys. Rev. A **22** (3) (1980), 822–834
- [Bau-74] Baumann, H.; Bethge, K.  
*PIG Ion Source with End Extraction for Multicharged Ions*  
Nucl. Instr. and Meth. **122**, 517–525 (1974)
- [Bau-81] Baumann, H.; Bethge, K.  
*The Frankfurt PIG Ion Source*  
Nucl. Instr. and Meth. **189**, 107–110 (1981)
- [Ben-93] Benner, M.  
*Stöße von  $H^-$ -Ionen mit mehrfach geladenen Edelgasionen: Ein- und Zweielektronenverlust*  
Diplomarbeit, Universität Gießen (1993)
- [Deb-89] Debus, W.  
*Ein- und Zweielektronen-Verlust von  $H^-$ -Ionen in energetischen Stößen mit mehrfach geladenen Argonionen*  
Diplomarbeit, Universität Gießen (1989)
- [Def-82] Defrance, P.; Claeys, w.; Brouillard, F.  
*The formation of  $H^+$  from  $H^-$  ions by electron impact*  
J. Phys. B: At. Mol. Phys. **15** (1982) 3509–16
- [Dim-77] Dimov, G. I., Ivanov A. A., Roslyakov G. V.  
*Electron loss of fast  $H^-$  ions and  $H^0$  atoms in a plasma target*  
Sov. Phys. Tech. Phys. **22** (9) (1977), 1091–95

- [Fin-87] Fink, J. H.  
*Neutralizer options for high energy  $H^-$ -beams*  
Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, ed. by. J. G. Alessi, Brookhaven (1986), AIP Conference Proceedings **158** (1987), 618–630
- [Hem-95] Hemsworth, R. S., et al.  
*Neutral beams for ITER*  
Rev. Sci. Instrum. **67** (3) (1996), 1120–25
- [IPP-95] Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP)  
*Kernfusion, Berichte aus der Forschung (Folge 1)*(1995)
- [Iva-80] Ivanov, A. A.; Roslyakov, G. V.  
*Conversion of negative hydrogen ions into atoms in a hydrogen-plasma target*  
Sov. Phys. Tech. Phys. **25** (11) (1980), 1346–47
- [Kul-01] Kulygin, V.M., et al.  
*The next step in the development of a negative ion beam plasma neutralizer for ITER NBI*  
Nuclear Fusion, **41** (4) (2001), 355–361
- [Lie-88] Liehr, M.  
*Aufbau und Untersuchungen von Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquellen zur Erzeugung mehrfach geladener Ionen*  
Diplomarbeit, Universität Gießen (1988)
- [Lie-92] Liehr M.  
*Entwicklung und Aufbau von Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquellen (ECRIS) mit Mikrowellenfrequenzen von 10 und 2.45 GHz unter spezieller Berücksichtigung der Plasmaheizung mit Verzögerungsleitungen*  
Dissertation, Universität Giessen 1992
- [May-85] Mayer-Kuckuk, T.: *Atomphysik*,  
3. überarbeitete Auflage, Teubner (1985)
- [May-92] Mayer-Kuckuk, T.: *Kernphysik*,  
Teubner (1992)
- [McD-93] McDaniel, E. W.; Mitchel, J. B. A.; Rudd, M. E.  
John Wiley & Sons, INC (1993)
- [Mel-83] Melchert F.  
*Neutralisation von Metallionen in molekularem Wasserstoff bei Energien*



*zwischen 10 und 150 keV*

Diplomarbeit, Universität Gießen (1983)

- [Mel-89] Melchert, F.; Debus, W.; Liehr, M.; Olson, R. E.; Salzborn, E.  
*Single- and Double-Electron Removal from  $H^-$  in Energetic Collision with Multiply-Charged Argon Ions*  
Europhys. Lett. **9** (5) (1989), 433–39
- [Mel-95] Melchert, F.; Benner, M.; Krüdner, S.; Schulze, R.; Meuser, S.; Huber, K.; Salzborn, E.  
*Neutralization of  $H^-$  in Energetic Collisions with Multiply Charged Ions*  
Phys. Rev. Lett. **74** (6) (1995), 888–891
- [Mel-99] Melchert, F.; Salzborn, E.; Uskov, D. B.; Presnyakov, L. P.; Gonzalez, C.; McGuire, J. H.  
*Charge and velocity dependence of the ratio of double to single ionization of  $H^-$  by  $Ar^{q+}$  and  $Xe^{q+}$*   
Phys. Rev. A **59** (6) (1999), 4379–83
- [Mon-00] Mondino, P. L., et al.  
*ITER neutral beam system*  
Nuclear Fusion **40** (2000), 501–07
- [Mul-75] Müller, A.  
*Zur Erzeugung und Umladung mehrfach geladener Edelgasionen*  
Dissertation, Universität Gießen (1975)
- [Mus-88] Musiol, G.; Raft, J.; Reif, R.; Seeliger, D.  
*Kern- und Elementarteilchenphysik*  
VCH (1988), 712–724
- [Pea-70] Peart, B.; Walton, D. S.; Dolder K. T.  
*Electron detachment from  $H^-$  ions by electron impact*  
J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. (1970), **3**, 1346–1356
- [Pea-71] Peart, B.; Walton, D. S.; Dolder K. T.  
*The formation of  $H^+$  from  $H^-$  ions by electron impact*  
J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. (1971), **4**, 88–93
- [Per-87] Z. Q. Xie, T. A. Antaya  
*The PERMAG code – for the calculation of the air core 3D multipole field produced by oriented permanent magnets*  
NSCL, Michigan State University (1987)

- [Sch-97] Schönfeld, A.  
*Aufbau eines Experimentes zur Messung des Wirkungsgrades der  $H^-$ -Neutralisation in verschiedenen Targetkonfigurationen*  
Diplomarbeit, Universität Gießen (1997)
- [Sch-93] Schulze, R.  
*Stöße zweier negativer Ionen: Elektronenverlust und gegenseitige Ionisation*  
Dissertation, Universität Gießen (1993)
- [Sha-87] Shah, M.B.; Elliot, D.S.; Gilbody, H.B.  
*Pulsed crossed-beam study of the ionisation of atomic hydrogen by electron impact*  
J. Phys. B: At. Mol. Phys. **20** (1987) 3501–14
- [Shi-99] Shimura, Y., et al.  
*ITER overview* Nuclear Fusion **39** (1999) 1295–308
- [Sko-01] Skovoroda, A. A. und Zhil'tsov, V. A.  
*Large-volume microwave plasma for energetic  $H^-$  ions neutralization*  
Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) 929–944
- [Ste-94] Steidl, M.  
*Doppelionisation von  $C^-$ ,  $O^-$  und  $F^-$ -Ionen durch Elektronenstoß*  
Diplomarbeit, Universität Gießen (1994)
- [Tan-98] Tanaka, M. Y., et al.  
*High-density plasma production for neutralizing negative ion beam*  
Rev. Sci. Instrum. **69** (2) (1998), 980–982
- [Tra-93] Trassl, R.  
*Optimierung von Mikrowelleneinkopplung, Ionenextraktion und magnetischem Plasmaeinschluß bei EZR-Ionenquellen*  
Diplomarbeit, Universität Gießen (1993)
- [Tob-68] Toburen, I. H. et al.  
ORNL-TM 1988 (1968)
- [Wil-67a] Williams, J. F.  
*2-50keV  $H_1^-$  Ions incident upon H and inert gases*  
Phys. Rev. **154**, 9 (1967)
- [Wil-67b] Williams, J. F.  
*Singel-Electron Capture and Loss Cross Section for 2-50 keV Hydrogen Atoms upon Hydrogen and the inert Gases*  
Phys. Rev. **153**, 116 (1967)

- [Zhi-00] Zhil'tsov, V.A., et al.  
*The development of a negative ion beam plasma neutralizer for ITER NBI*  
Nuclear Fusion, **40** (3) (2000), 509–513
- [Zhi-03] Zhil'tsov, V.A., et al.  
*High Ionized Large Volume Microwave Argon Plasma for Energetic H<sup>+</sup> Ions Neutralisation*  
30th Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., ECA **30A** (2003), 218



# Danksagung

Betrachtet man den technischen Aufwand, mit dem physikalische Experimente verbunden sind, lässt sich erahnen, dass die Ergebnisse in der Regel nicht nur dem Einsatz einer einzelnen Person zu verdanken sind. Auch bei dieser Arbeit haben zahlreiche Mitarbeiter und Kollegen mit Rat und Tat zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Dankbar bin ich ihnen jedoch nicht nur für die direkte Unterstützung der Arbeit, sondern auch für das angenehme Arbeitsklima im Institut für Kernphysik (heute Institut für Atom- und Molekülphysik). Dieses hatte einen maßgeblichen Anteil an dem Spaß, den mir die Arbeit im Strahlenzentrum bereitet hat.

Unter den Menschen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, ist allen voran Herr Prof. E. Salzborn zu nennen. Er hat mir zum einen die Möglichkeit eröffnet, in seiner Arbeitsgruppe diese interessante Aufgabenstellung zu bearbeiten. Zum anderen war er es, der mich ermuntert hat, obwohl ich das Institut bereits verlassen hatte, diese Arbeit noch niederzuschreiben und so zum Abschluss zu bringen. Auch habe ich es sehr geschätzt, dass er mir und den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe genügend Freiheiten gelassen hat, um von Zeit zu Zeit auch mal über den „Tellerrand“ des eigenen schmalen Arbeitsgebietes hinaus sehen zu können.

Unter den zahlreichen Kollegen, die mich bei der Arbeit unterstützt haben, sind zunächst Herr Dr. Roland Traßl und Herr Dr. Klaus Aichele zu nennen, die mir durch zahlreiche Gespräche eine unschätzbare Hilfe bei der Lösung der großen und kleinen Probleme im Laboralltag waren. Außerdem waren sie, wie auch Herr Dr. Frank Scheuermann, jederzeit gerne bereit, bei den notwendigen Arbeiten mit Hand anzulegen.

Unter den festangestellten Mitarbeitern des Instituts möchte ich ausdrücklich Herrn Dipl. Phys. W. Arnold und Herrn Dr. Kurt Huber danken. Sie waren mir mit ihrer großen Erfahrung stets ein sicherer Rückhalt. Während Herr Arnold eine Vielzahl an elektronischen Lösungen für die experimentellen Aufgaben beigesteuert hat, hat Herr Huber sich um die notwendige DV-Infrastruktur gekümmert.

Ob elektrische Verkabelung, Justage des Experiments oder Arbeiten an der Vakuumapparatur – stets war Herr Heinz-Jürgen Schäfer dabei. Ohne seine Unterstützung hätte ich viele Aufgaben nicht vernünftig bewältigen können. Die grundsolide und zuverlässige Art, wie er seine Arbeiten erledigt hat, ist vorbildlich.

Es sind aber nicht nur die Beiträge der vielen Einzelpersonen, die für den Erfolg einer solchen Arbeit notwendig sind. Ohne zuverlässige und zügig arbeitende elektronische und mechanische Werkstätten wäre es unmöglich, ein Experiment aufzubauen oder zu betreiben. Neben den in den Werkstätten gefertigten Bauteilen und Geräten, habe ich es sehr geschätzt, dass die Mitarbeiter dort nicht nur Dinge nach Anweisung hergestellt haben, sondern auch von sich aus auf Alternativen und mögliche Verbesserungen hingewiesen haben.

Wie bereits erwähnt, habe ich diese Dissertation erst nach Verlassen des Instituts für Kernphysik verfasst. Mich Tag für Tag und Woche für Woche parallel zum Berufsalltag hinzusetzen, um diese Arbeit niederzuschreiben, habe ich mit zunehmender Zeit als immer anstrengender empfunden. Dafür, dass ich über diesen Mühen die Arbeit nicht aufgegeben habe, bin ich vor allem meiner Frau Kerstin dankbar. Sie war mir nicht nur ein wichtiger seelischer Rückhalt, sondern hat mich während der ganzen Zeit auch von den vielen kleinen und großen Arbeiten des Alltags entlastet. Nur dank dieser Unterstützung hatte ich die notwendige Freiheit, um die Arbeit abzuschließen.